

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID
FACULTAD DE ÓPTICA Y OPTOMETRÍA



TESIS DOCTORAL

**Estudio de las impurezas y la radiación continua en el rango
del espectro visible mediante técnicas espectroscópicas y
láseres en el stellarator TJ-II**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTORA

PRESENTADA POR

Belén López Miranda

DIRECTORES

Tomás Belenguer Dávila
Kieran Joseph McCarthy
Alfonso Baciero Adrados

Madrid

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID
FACULTAD DE ÓPTICA Y OPTOMETRÍA



TESIS DOCTORAL

ESTUDIO DE LAS IMPUREZAS Y LA RADIACIÓN CONTINUA EN EL RANGO DEL
ESPECTRO VISIBLE MEDIANTE TÉCNICAS ESPECTROSCÓPICAS Y LÁSERES EN EL
STELLARATOR TJ-II

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR

PRESENTADA POR

Belén López Miranda

DIRECTOR

Tomás Belenguer Dávila
Kieran Joseph McCarthy
Alfonso Baciero Adrados

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID
FACULTAD DE ÓPTICA Y OPTOMETRÍA
DEPARTAMENTO DE ÓPTICA



**UNIVERSIDAD
COMPLUTENSE**
MADRID

**ESTUDIO DE LAS IMPUREZAS Y LA RADIACIÓN
CONTINUA EN EL RANGO DEL ESPECTRO
VISIBLE MEDIANTE TÉCNICAS
ESPECTROSCÓPICAS Y LÁSERES EN EL
*STELLARATOR TJ-II***

Memoria para optar al grado de doctora

Autor: Belén López Miranda
Director y Tutor: Tomás Belenguer Dávila
Directores: Kieran Joseph McCarthy
Alfonso Baciero Adrados

Madrid, 2020



Laboratorio Nacional
de Fusión

Ciemat



Infraestructuras
Científicas y Técnicas
Singulares

*A mi abuela,
a mi madre,
a mis hijos.
A Su.*

“Algo maravilloso está a punto de ocurrir.”

Dr. Jesús Pintor Just, Suso.
In memoriam

Estos agradecimientos no constituyen un mero formalismo, después de los acontecimientos que nos han sobrevenido y de mi particular situación, todas y cada una de las personas que han contribuido al desarrollo de esta tesis merecen especial mención y agradecimiento, sin ellos no habría sido posible que pusiera punto y final a la misma. Mil gracias.

En primer lugar, mi más preciado agradecimiento al Dr. Bernardo Zurro, que fue la persona que confió en mí ofreciéndome la posibilidad de investigar en este Centro. Por haber intentado transmitirme su experiencia de casi 50 años de labor investigadora, por todos los experimentos que juntos hemos llevado a cabo hasta su jubilación y por saber delegar a tiempo en el Dr. Kieran J. McCarthy, quien, gracias a su precisión, espíritu crítico y bolígrafo rojo ha posibilitado que acabe esta tesis. ¡Gracias por ser tan buen maestro! Quiero rendir homenaje al Dr. Alfonso Baciero, cuya atención, exactitud y disponibilidad, han permitido la interpretación de los datos, a su gran dominio en el manejo de *software* y de programación. Mi director en la Facultad, no por ser el último en nombrar merece menor agradecimiento, el Dr. Tomás Belenguer, me ha prestado todo su apoyo siempre que le he requerido y sus conocimientos en Diseño Optomecánico han sido de gran valía en el desarrollo de este trabajo.

A la Vicedecana de Tercer Cielo e Investigación, la Dra. Beatriz Antona Peñalba, por su diligencia y disponibilidad aún en horas intempestivas, traspasando su jornada laboral, por ayudarme en todas las gestiones, facilitarme los trámites, recordarme las fechas límite y estar pendiente de que todo se lleve a cabo de manera eficiente y ágil.

Debo agradecer al Dr. Francisco Tabarés, por las horas de tutela dedicadas sin ser su pupila, y al Dr. David Tafalla y la Dra. Eider Oyarzábal por su ayuda en los experimentos de tiempo de vuelo. Mi particular agradecimiento al Dr. Francisco Medina y a la Dra. Marian Ochando, en la comprensión de conceptos completamente nuevos para mí en el plasma, en particular en lo relativo a bolometría y rayos-X. El Dr. Eric M. Hollmann contribuyó en la elaboración de las muestras para los experimentos de láser *blow-off* y aportó su valoración crítica en los resultados. Al Dr. Landi, por su ayuda con el código CHIANTI. A los Dres. José Manuel Regaña y José Luis Velasco quiero agradecerles su contribución a la interpretación de los resultados de los experimentos de transporte de impurezas y a los cálculos neoclásicos con EUTERPE. Así como por invitarme a participar en las reuniones del *Impurity Transport Meeting Group del Max-Planck-Institut für Plasmaphysik de Wendelstein*, Greifswald. A la Dra. Teresa Estrada agradezco su humildad y cercanía a la hora de corregirme los errores garrafales de mis presentaciones, recuerdo la primera vez que bajó a mi despacho para, en privado, explicarme en qué estaba equivocada. Al Dr. José Antonio Quintana y a Mamen Rodríguez por la ayuda prestada con Zemax®.

A la Dra. Lina Rodríguez y a la Dra. Mercedes Medrano les agradezco su confianza al hacerme partícipe de las reuniones de diseño de la línea de visible e infrarrojo del *Wide Angle Visible and Infrared System*, WAVS, para ITER donde he aprendido cómo se trabaja en equipo en un diseño de tal envergadura.

Al Dr. Joaquín Sánchez, director del Laboratorio Nacional de Fusión, al Dr. Carlos Hidalgo y al Dr. Enrique Ascasíbar les doy las gracias por valorar mi trabajo en el Laboratorio.

A la Dra. Emilia R. Solano, por sus consejos no sólo en lo profesional sino también a nivel personal, siempre ha sido un gran apoyo en los momentos particularmente difíciles.

Mis compañeros de mesa, Paco, Jesús, Ignacio y Rodrigo, quienes no sólo forman el grupo de comensales, sino que, además, con su sentido del humor y discusiones de lo humano y lo divino, han hecho más llevaderas, las jornadas estresantes. Mis compañeros de fatigas hoy doctores, Ulises Losada y Nerea Panadero, con quienes he

compartido conferencias, risas y preocupaciones. A los Dres. David Rapisarda, Dr. David Jiménez y el Dr. Marco Martínez-Fuentes, por ponerme el listón tan alto y ser referentes y ejemplos a seguir. A Jesús Herranz, mi compañero de despacho quien además de prestarme su apoyo y sacarme una sonrisa a diario, me ha enseñado a soportar el frío y autorregular mi homeostasis. Un particular abrazo y un par de puños para mi amigo y compañero Darío que se encuentra en un trance similar al mío y del que estoy convencida que saldrá por la puerta grande.

Desde el primer momento me he sentido arropada por todos los miembros del equipo del TJ-II, por respetarme y compartir momentos tanto positivos como negativos sin perder la cordura. Quiero citar con particular cariño a Emilio, Vicente, Paco Ramos, Esther y Alfonso por las risas en el desayuno, ya lejano, de aquellos viernes. Y especialmente a Pepe, por haberme acompañado, además, en parte de este viaje. A Ángela, por escucharme y siempre mostrar un gesto amable. A Pilar Fernández por su apoyo y las explicaciones relativas a materiales para la fusión y por confiar en mí solicitando mi colaboración con los alumnos del IES Santa Teresa de Madrid. A José María Fontdecaba, Álvaro Cappa, Eduardo de la Cal, Fernando Lapayese, Ángel de la Peña, Ricardo Carrasco, Augusto Pereira, Macarena Liniers, Puri Rodríguez, Paco Castejón, Isabel García-Cortés, Boudewijn van Milligen, Ana Portas, Elena de la Luna, no quiero olvidar a nadie, ya que todos han aportado su granito de arena o han hecho más llevadera en mayor o menor medida la consecución de este trabajo. A Dina, Sabina, Dora, Alicia, Lorena, Cristina, y el resto de Gabinete por facilitarme los trámites administrativos. A Grego por hacer lo propio con los informáticos. A Andrés, Miguel, Raúl, Fran, Javi, Lolo y Luis, por solucionar todos los contratiempos de diseño, reparaciones, sistemas de control del láser y vacío. A todos los técnicos y personal de administración, a todos y cada uno de los miembros del Laboratorio Nacional de Fusión que han contribuido al desarrollo positivo de esta tesis.

Finalmente, este trabajo va dedicado a todos los profesores que despertaron en mí el amor por la ciencia y contribuyeron a mi formación, ya que sin una educación pública y gratuita resultaría imposible investigación alguna. Deseo mostrar mi enorme gratitud hacia el Dr. Jesús Pintor Just, que inculcó en mí el virus de la investigación, ofreciéndome mi primera oportunidad en el campo de la investigación, por haberme alentado a perseguir mis sueños, por transmitirme su entusiasmo, allí donde esté estoy segura de que me seguirá cuidando. A mis mentores José Manuel López Alonso de la UCM y Ramón Peláez en el CSIC, les agradezco su enseñanza en el campo de los láseres, la microscopía y las tecnologías ópticas.

Y sin duda a mi familia elegida y otorgada, presente y ausente: mi abuela, María, mis padres, Soco y Manuel, ¡mamá, lo eres todo! Además de gracias, ¡no nos faltes nunca! Mis hermanos Miriam e Iván, ¡vosotros sois los mejores, yo no soy ejemplo de nada! Mis sobrinos Naiara, Gabriela, Leo, Alonso y Alicia. A mis primas Inés, Lucía, Silvia y Mónica, que me dan los buenos días a diario por *WhatsApp* alegrándome la mañana y animándome a no desfallecer. A mis amigas Patricia, Pilar, Pili, Inma y Gema: ¡necesitamos fecha! A mi amigo Miguel, por las risas compartidas. ¡Miguel, quíete bien! Y especialmente a Susana, mi flaquita, por su ayuda con la maquetación, por sus desvelos, por haberse “ocupado”. Por ser y por estar. ¡Qué bien! TQ8. Y especialmente, de nuevo, a mi MADRE, para quien habría que inventar nuevas palabras. Mi último agradecimiento a las personas más importantes de mi vida, mis hijos, Daniel y Celia: ¡gracias por vuestra admiración y cariño infinito! “...*vuestros abrazos son el camino más corto a la felicidad*”. *Family* os pido perdón a todos vosotros por las horas escatimadas y los genios desbordados cuando la paciencia estaba al límite y el tiempo apremiaba. Ésta es mi taza y esto, lo que lleva dentro. ¡Os quiero infinito!

Esta tesis es posible gracias a vuestra generosidad. ¡GRACIAS! ¡GRACIAS! ¡GRACIAS!

RESUMEN	1
ABSTRACT	3
CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN	5
1.1. LA ENERGÍA DE FUSIÓN EN EL CONTEXTO ACTUAL.....	5
1.2. DISPOSITIVOS DE FUSIÓN POR CONFINAMIENTO MAGNÉTICO.....	11
1.2.1. EL TOKAMAK	12
1.2.2. EL STELLARATOR.....	13
1.3. EL STELLARATOR TJ-II	14
1.3.1. COMPONENTES Y CARACTERÍSTICAS	15
1.3.2. SISTEMAS DE CALENTAMIENTO EN EL STELLARATOR TJ-II ...	18
1.3.3. OPERACIÓN DEL STELLARATOR TJ-II.....	20
1.3.4. DIAGNÓSTICOS HABITUALES EN EL STELLARATOR TJ-II	20
1.3.5. DIAGNÓSTICOS DE VUV, UV Y LUZ VISIBLE	24
1.4. JUSTIFICACIÓN Y DESCRIPCIÓN DE LOS OBJETIVOS DE LA TESIS	25
CAPÍTULO 2. LA ESPECTROSCOPIA.....	29
2.1. LA INTERACCIÓN DEL PLASMA CON LA PARED: GENERACIÓN DE IMPUREZAS Y SU CONTROL.....	29
2.1.1. MECANISMOS DE INTERACCIÓN PLASMA-PARED. GENERACIÓN DE IMPUREZAS	30
2.1.2. PROBLEMAS Y POSIBLES BENEFICIOS DE LAS IMPUREZAS ...	34
2.1.3. MECANISMOS DE ACONDICIONAMIENTO DE LA PARED	41
2.1.4. MÉTODOS PARA IDENTIFICAR LA CONTAMINACIÓN DEL PLASMA Y SU CUANTIFICACIÓN	45
2.2. LA ESPECTROSCOPIA ÓPTICA	46

2.2.1. FUNDAMENTOS BÁSICOS DE LA ESPECTROSCOPIA ÓPTICA ..	47
2.2.2. EMISIÓN DE RADIACIÓN EN PLASMAS DE ALTA TEMPERATURA Y PROCESOS ATÓMICOS RESPONSABLES	48
2.3. ESPECTROSCOPIA ÓPTICA EN EL TJ-II	60
2.3.1. ESPECTROSCOPIA PASIVA PARA DETERMINAR LAS IMPUREZAS PRESENTES EN EL PLASMA.....	61
2.3.2. ESPECTROSCOPIA PASIVA PARA DETERMINAR LA CARGA EFECTIVA DEL PLASMA A PARTIR DEL <i>BREMSSTRAHLUNG</i>	61
2.3.3. ESPECTROSCOPIA PASIVA PARA DETERMINAR LA ROTACIÓN DE LAS IMPUREZAS EN EL CENTRO DEL PLASMA	63
2.3.4. TÉCNICAS ESPECTROSCÓPICAS ASOCIADAS AL EMPLEO DE LÁSERES.....	64
2.4. MATERIALES Y MÉTODOS EMPLEADOS DE ESPECTROSCOPIA ÓPTICA EN EL TJ-II.....	68
2.4.1. SISTEMAS DE ESPECTROSCOPIA PASIVA: ESPECTRÓMETROS Y DETECTORES	69
2.4.2. MÉTODOS DE CALIBRACIÓN Y ALINEAMIENTO DE LOS ESPECTRÓMETROS PRINCIPALES	76
2.4.3. IDENTIFICACIÓN DE LÍNEAS ESPECTRALES Y ESPECTROS CONTINUOS LIBRES DE LÍNEAS ESPECTRALES	91
2.4.4. SISTEMAS DE ESPECTROSCOPIA ACTIVA: LÁSERES.....	94
 CAPÍTULO 3. UN METÓDO ÓPTICO PARA SEGUIR LA EVOLUCIÓN ESPACIAL Y TEMPORAL DE LA CARGA EFECTIVA EN PLASMAS.....	107
3.1. ESTUDIO DE LA EMISIÓN DE RADIACIÓN DE DISCRETA Y CONTINUA.....	107
3.1.1. EMISIÓN DE RADIACIÓN DISCRETA EN EL RANGO DEL VISIBLE Y ULTRAVIOLETA E INFRARROJO PRÓXIMOS	108

3.1.2. EMISIÓN DE RADIACIÓN CONTINUA EN EL RANGO DEL VISIBLE	109
3.2. RESULTADOS Y DISCUSIÓN DE LOS ESPECTROS DISCRETOS PARA LA DETECCIÓN DE IMPUREZAS	113
3.2.1. EFECTO DE LAS IMPUREZAS EN LA RADIACIÓN EN EL <i>STELLARATOR</i> TJ-II.....	113
3.2.2. INFLUENCIA DE LA BORONIZACIÓN Y EL LITIADO	116
3.2.3 IMPORTANCIA DE LA DENSIDAD ELECTRÓNICA	117
3.3. RESULTADOS Y DISCUSIÓN DE LOS ESPECTROS DE EMISIÓN CONTINUA CON RESOLUCIÓN ESPACIAL Y TEMPORAL PARA EL CÁLCULO DE LA CARGA EFECTIVA	119
3.3.1. IDENTIFICACIÓN DE LOS RANGOS ESPECTRALES.....	120
3.3.2. SEÑALES CON BARRIDO ESPACIO-TEMPORAL.....	123
3.3.3. RECONSTRUCCIÓN DEL PERFIL DE EMISIÓN LOCAL CONTINUA	125
3.3.4. DETERMINACIÓN DE LA CARGA EFECTIVA.....	129
3.3.5. POSIBLES MEJORAS DEL SISTEMA.....	134
3.3.6. RESULTADO DEL PERFIL DE CARGA EFECTIVA IÓNICA CON EL SISTEMA OPTIMIZADO.....	136
 CAPÍTULO 4. LA ESPECTROSCOPIA DE DISOCIACIÓN INDUCIDA POR LÁSER EN EL TJ-II	 137
4.1. EXPERIMENTOS LIBS PARA MONITORIZAR IMPUREZAS E ISÓTOPOS DE HIDRÓGENO	137
4.1.1. ANÁLISIS DE LA EVOLUCIÓN DE LA COMPOSICIÓN DE LA PARED DE LA CÁMARA DE VACÍO CON LIBS	139
4.1.2. PRESENCIA DE LAS IMPUREZAS PROCEDENTES DE LA PARED EN EL PLASMA.....	142

4.1.3. ESPECTROS LIBS PARA ANALIZAR LA COMPOSICIÓN ISOTÓPICA DE LA PARED	146
4.2. EXPERIMENTO LIBS PARA DETERMINAR LA EFICACIA DE LA BORONIZACIÓN	152
4.3. ANÁLISIS DEL TIEMPO DE VUELO DE IMPUREZAS LIGERAS CON LIBS.....	170
CAPÍTULO 5. ESTUDIO Y CARACTERIZACIÓN DE LA INYECCIÓN DE IMPUREZAS CON LÁSER <i>BLOW-OFF</i> EN EL TJ-II	183
5.1. INTRODUCCIÓN	183
5.2. RESULTADOS EXPERIMENTALES	188
5.2.1 DEPENDENCIA CON EL CAMPO ELÉCTRICO RADIAL	189
5.2.2 DEPENDENCIA CON LA MASA DE LA IMPUREZA INYECTADA	205
5.2.3 DEPENDENCIA DE LA POTENCIA DE CALENTAMIENTO	209
CAPÍTULO 6. CONCLUSIONES	215
6.1. OBJETIVOS ALCANZADOS Y CONCLUSIONES GENERALES	215
6.2. LÍNEAS DE INVESTIGACIÓN ABIERTAS Y TRABAJOS FUTUROS	221
ACRÓNIMOS	227
SÍMBOLOS.....	235
PUBLICACIONES Y CONGRESOS	241
BIBLIOGRAFÍA.....	245

Fig. 1.1 Defecto de masa por nucleón (que se libera en forma de energía) en función de la masa atómica [2]. Los elementos más estables, alrededor del hierro, tienen menor defecto de masa. La energía liberada cuando un átomo se transmuta en otro, es equivalente a la diferencia entre sus masas.	6
Fig. 1.2 Representación esquemática de la reacción de fusión D-T [2]. Un núcleo de deuterio y otro de tritio se unen para dar lugar a un núcleo de helio y un neutrón, liberándose 17.6 MeV de energía.	8
Fig. 1.3 Representación esquemática un tokamak. La generación de corriente se logra por medio de un conjunto de bobinas poloidales que emplean el efecto transformador. El plasma aparece representado en rosa translúcido [17].	12
Fig. 1.4 Visión superior del stellarator TJ-II con sus diagnósticos [27].	14
Fig. 1.5 Vista esquemática de la cámara de vacío, bobinas, y representación del plasma (color amarillo) del stellarator TJ-II. a) Obsérvese la periodicidad del plasma y su geometría. b) Disposición de las ventanas de vacío para la observación del plasma [31].	15
Fig. 1.6 Representación esquemática de los sectores del TJ-II donde se indica la nomenclatura de los octantes, el ángulo toroidal y el sentido de giro del mismo, desde una vista superior (TOP). Según el criterio establecido en su construcción, se nombra A1 al octante 1 del sector A y B6 al octante 6 del sector B. El ángulo toroidal $\varphi = 0^\circ$ se sitúa entre los segmentos C8 y D1, y aumenta en sentido contrario a las agujas del reloj [31].	16
Fig. 1.7 Corte poloidal esquemático de las superficies magnéticas que permite observar las superficies magnéticas teóricas del TJ-II en el ángulo toroidal $\varphi = 0^\circ$ para la configuración estándar o 100_44_64 (azul en ambas representaciones) del stellarator TJ-II. Sobre ellas, a) las superficies teóricas para la configuración 101_38_62 (naranja), ligeramente de menor volumen y b) las superficies magnéticas teóricas de la configuración 55_55_50 (naranja). En sendas gráficas ambas superficies teóricas se representan en función del radio mayor, R, y de la posición vertical con respecto al eje central, z. El punto central de cada configuración representa el eje magnético.	17
Fig. 1.8 Localización de los principales diagnósticos del stellarator TJ-II. También se muestran las dos líneas de calentamiento de ECR (ECRH #1 y #2), así como las líneas de inyección de partículas neutras para calentamiento (NBI#1 y NBI#2) y se señala la localización de los	

espectrómetros y el láser de Nd:YAG (rectángulos azules) y los sistemas auxiliares (rectángulos rojos) que serán empleados en los experimentos que recoge esta memoria [31].	21
Fig. 1.9 Perfiles de densidad (N_e) en trazo continuo y temperatura electrónica (T_e) en trazo discontinuo de esparcimiento Thomson típicos del TJ-II con calentamiento ECR (en rojo) y con calentamiento NBI (en azul).	21
Fig. 1.10 Sección transversal esquemática de la vista del sistema de bolometría instalado en el sector B7 del TJ-II con un ángulo toroidal $\varphi = 215.5^\circ$. Obsérvense las 20 líneas de visión poloidal de cada uno de ellos [54].	22
Fig. 1.11 Sección transversal esquemática de la vista del sistema de rayos-X instalado en el sector A2 del TJ-II con un ángulo toroidal $\varphi = 104.5^\circ$. Obsérvense las 16 líneas de visión poloidal de cada uno de ellos [51].	23
Fig. 2.1 Representación esquemática de una sección poloidal de un plasma confinado magnéticamente ilustrando las paredes de la cámara de vacío y las superficies magnéticas de flujo donde tienen lugar los diferentes procesos atómicos de interacción plasma-pared: 1. Núcleo del plasma, también llamado plasma core. 2. Superficies magnéticas de flujo. 3. Separatriz o última superficie anidada de flujo. 4. Scrape-off layer (SOL) 5. Primera pared de la cámara de vacío [73].	30
Fig. 2.2 Representación esquemática del espectro electromagnético. El espectro visible corresponde a la franja comprendida entre 380 y 760 nm [115].	48
Fig. 2.3 Representación esquemática de los niveles de energía en un ion no hidrogénico. Las transiciones radiativas desde un nivel superior de energía $E(q)$ a un nivel inferior de energía $E(p)$ o al estado fundamental (g) de energía $E(g)$, dan lugar a emisiones de líneas espectrales [116].	49
Fig. 2.4 Representación esquemática de los niveles de energía del litio atómico mostrando algunas de las transiciones espontáneas (etiquetadas con su longitud de onda asociada en nm) en la región del espectro visible, UV y NIR, permitidas según las reglas de selección [116].	51
Fig. 2.5 Tasas de los procesos colisionales involucrados (excitación colisional, ionización y recombinación) en función de la temperatura electrónica del plasma para el ion de C^{4+} [117].	56
Fig. 2.6 Fracción de abundancia de diferentes estados de ionización del oxígeno en equilibrio de corona en función de la temperatura electrónica [117].	57

Fig. 2.7 Evolución temporal de la carga efectiva del plasma durante 3 descargas de plasma con calentamiento ECR, medida mediante la técnica de espectroscopia de rayos X blandos y en las que se introduce una sonda de LiSn caliente [129].	62
Fig. 2.8 Representación esquemática de los sectores del TJ-II donde se señala la localización de los sistemas espectroscópicos empleados en la memoria [31].	69
Fig. 2.9 Esquema del espectrómetro PMA12. La configuración es de espectrómetro tipo Czerny-Turner, formado por dos espejos cóncavos alineados y una red de difracción plana enfrentada a ellos.	70
Fig. 2.10 Esquema del sistema espectral de barrido constituido por el espectrómetro ACTON 1/2 m en cuyo plano focal se puede seleccionar el detector PMT o el CCD abatiendo un espejo interno y provisto de un espejo giratorio que permite barrer poloidalmente la emisión del plasma: a) Línea de visión del sistema y b) dispositivo experimental, en la parte superior izquierda del esquema se representa una miniatura c) que permite conocer la orientación de este sistema respecto al plasma.	71
Fig. 2.11 Detalle de los espejos y de la línea de transmisión óptica hasta la rendija de entrada del espectrómetro.	72
Fig. 2.12 Esquema de las líneas de visión poloidal (verde) de las 9 fibras del sistema de espectroscopia multicanal intersectando al plasma ubicado en el sector B6.	73
Fig. 2.13 Esquema del sistema de espectroscopia multicanal modificado constituido por un espectrómetro ACTON 1 m que recoge la radiación del plasma gracias a una lente convergente planacromática en su plano focal; a la salida del espectrómetro se acopla un detector tipo CCD.	73
Fig. 2.14 Comparación de la señal grabada por el espectrómetro ACTON 1 m en la configuración de 9 fibras reales (rojo) frente a la configuración de 9 fibras virtuales asignadas por software para la línea del espectro de Hg 546 nm.	74
Fig. 2.15 Esquema del sistema de monitorización de la emisión de isótopos de hidrógeno formado por un focalizador que permite barrer verticalmente el plasma, un monocromador McPherson y el detector OMA III. También se puede ver la ventana óptica en el sector B6 del TJ-II que da acceso al plasma.	75
Fig. 2.16 Esquema del sistema de monitorización de C v (C^{4+}), formado por un espectrómetro ACTON de 275 mm de focal que recoge la radiación del	

<i>plasma, pero solamente permite pasar una banda muy estrecha alrededor de la longitud de onda de 227.1 nm, que es medida por un PMT en su plano focal imagen. También se puede ver la ventana óptica en el sector B6 del TJ-II que da acceso al plasma.</i>	<i>76</i>
Fig. 2.17 <i>Espectro de una descarga de limpieza con helio en el TJ-II. Se señalan las principales líneas de helio (negro) y de argón (azul). Las líneas de argón aparecen porque se emplea este gas para iniciar el arranque de la descarga de limpieza de manera eficiente.</i>	<i>77</i>
Fig. 2.18 <i>Eje izquierdo (azul). Las longitudes de onda medidas con el PMA12 en función de las longitudes de onda de referencia [174] para las líneas más intensas de He I y Ar I en una descarga de limpieza de helio (HeGDC) del TJ-II. La línea continua representa el ajuste lineal para las mismas. Eje derecho (verde): Diferencias o decalaje entre las longitudes de onda medidas y de referencia.</i>	<i>78</i>
Fig. 2.19 <i>Espectros de las intensidades relativas de las líneas de las lámparas de mercurio (azul) y neón (rojo) adquiridos con el espectrómetro PMA12.</i>	<i>78</i>
Fig. 2.20 <i>Ajuste entre las longitudes de onda medidas con el PMA12 frente a las longitudes de onda de referencia [174] para las líneas más intensas de He I y Ne I emitidas por las lámparas de calibración. La línea continua representa el ajuste lineal para las mismas. En el eje de la derecha (cuadrados verdes) se representa la diferencia (decalaje) en nm entre la longitud de onda nominal y la medida por el espectrómetro PMA12 para cada línea espectral de la lámpara.</i>	<i>79</i>
Fig. 2.21 <i>Razón entre la irradiancia incidente medida sobre el CCD del PMA12 comparada con la irradiancia nominal reportada en la literatura [176] para las nueve líneas espectrales más intensas de Hg I frente a la longitud de onda. Aquí las barras de error representan las incertidumbres de las medidas y suponen alrededor del 1%. La desviación entre el valor de intensidad nominal y el medido no supera el 5% para todas las longitudes de onda del rango de detección del espectrómetro.</i>	<i>80</i>
Fig. 2.22 <i>a) Esquema del sistema espectral de barrido y detalle de los diferentes elementos usados durante el alineamiento con lámpara pen (b) colocada en la ventana del TJ-II (1): su luz se refleja en el espejo giratorio (2) primero y luego, en el espejo fijo (3), se colecta en la lente convergente (4) que lo focaliza en la rendija de entrada del espectrómetro (5) ACTON ½ m y en cuyo plano focal se puede escoger entre el detector el CCD (6) o el</i>	

PMT (7). Puede acoplarse un osciloscopio con un cable BNC a la salida del PMT. b) Lámpara pen empleada en el alineamiento y calibración del sistema.	81
Fig. 2.23 Representación gráfica del ajuste Gaussiano (línea azul) realizado por el programa de análisis Spectra [178] sobre las medidas puntuales de intensidad del detector (puntos azules) para la línea Balmer H_{α} (656.28 nm) emitida por una lámpara tipo descarga y adquirido con la red de difracción holográfica y una rendija de 200 μm . En las cajas se muestran los valores empleados para el ajuste. Como parámetros de entrada previos al ajuste, c , representa el pixel del centro de la línea, w , representa la anchura en Angstroms de la Gaussiana, e I , representa la intensidad una vez restado el fondo. La línea roja de la base de la Gaussiana representa la bondad del ajuste, es la diferencia entre los datos y el ajuste.	83
Fig. 2.24 Representación esquemática del sistema formado por la lámpara de calibración en la ventana del TJ-II y el espectrómetro.	84
Fig. 2.25 Representación esquemática de la simulación de la distribución de irradiancia producida a 250 mm de la ventana por una rendija de 0.25 mm×5 mm que emitiera 1 W de potencia al atravesar el sistema óptico.....	86
Fig. 2.26 Representación esquemática del espectrómetro ACTON ½ m tipo Czerny-Turner de 0.5 m de focal donde se distinguen los espejos planos M3 y M6, los espejos cóncavos M4 y M5, la red de difracción y los planos focales donde se acoplan el PMT y el CCD.	87
Fig. 2.27 Representación esquemática de los diferentes elementos que constituyen el sistema espectral de barrido y los ángulos de ataque hacia el plasma máximos dentro de la ventana del TJ-II al girar el espejo hexagonal, M1.	89
Fig. 2.28 Representación esquemática de la huella que dejaría una rendija de 1 mm a) sobre la lente, b) sobre el espejo fijo, c) sobre el espejo giratorio, y c) sobre el plasma para tres longitudes de onda diferentes: 221.5, 523.5 y 715 nm.	89
Fig. 2.29 Simulación llevada a cabo en Zemax® para estimar el tamaño de la huella que produciría una rendija del espectrómetro de 1mm×5 mm para la longitud de onda 523.5 nm a) sobre la ventana del TJ-II y b) sobre el plasma del TJ-II.	90
Fig. 2.30 Distribución de la irradiancia en dirección X e Z (longitudinal y verticalmente) para 1 W potencia emitido por una rendija de 1 mm de	

tamaño para la longitud de onda 523.5 nm a) en dirección horizontal y b) en dirección vertical.	90
Fig. 2.31 Representación esquemática de la posición relativa de la lente para tres longitudes de onda: 200, 550 y 700 nm	91
Fig. 2.32 Espectro entre 250 y 950 nm adquirido con el PMA12 durante una descarga de plasma #47640 analizado con el programa Impurities. En la parte superior aparecen todas las líneas espectrales posibles debidas a procesos de excitación de los átomos e iones de los elementos seleccionados (Ar, B, C, H, He, Li, O, Fe, etc) que devuelve el programa Impurities al escoger la base de datos ADAS, debajo se señalan las líneas identificadas. En la ventana de ampliación se han seleccionado sólo aquellos elementos potencialmente posibles en un rango entre 650 y 710 nm, en su parte superior, en su parte inferior se identifican las líneas H_{α} y $Li\ I$; $\Delta\lambda$ representa la desviación entre la longitud de onda nominal y la longitud de onda medida.	93
Fig. 2.33 Alineamiento del láser de Nd:YAG: a) detalle del láser de alineamiento acoplado al sistema y b) detalle del papel termográfico donde se impacta el láser de Nd:YAG para determinar el alineamiento del sistema. La trayectoria del haz se ha simulado en rojo. Obsérvese la presencia del detector fotodiodo acoplado a un osciloscopio, que permite estimar la anchura y duración del pulso del láser para garantizar la reproducibilidad de los disparos.	95
Fig. 2.34 Muestras de los experimentos de láser Blow-Off: a) cámara de vacío adicional donde se colocan las muestras (izquierda) y, en la ampliación, detalle de dicha cámara que permite ver el haz del láser de alineamiento reflejado sobre la muestra que se ablación; b) Imagen del portamuestras tras su extracción de la cámara adicional de vacío. Obsérvese la disposición de las muestras en el soporte y la secuencia de impactos que queda marcada en la muestra superior ablacionada. En la muestra inferior no se aprecia impacto alguno.....	96
Fig. 2.35 Esquema del dispositivo experimental LIBS para monitorización de impurezas e isótopos de hidrógeno simultáneamente.	98
Fig. 2.36 Representación esquemática de los sectores del TJ-II donde aparecen señalados el punto de inyección del láser, los sistemas de rayos X y bolometría, y las diferentes posiciones del monitor de $Li\ II$ en los sectores A3, C3, C8 y D4. En la parte superior se representa un esquema de dónde ablacionaría el láser y de la velocidad del ion aproximándose o alejándose	

del punto de observación X , equiparable a cualquiera de los sectores donde se situará el detector de litio.	100
Fig. 2.37 Esquema del dispositivo experimental LIBS para medidas temperatura iónica a partir de tiempo de vuelo, TOF, de impurezas de litio.	100
Fig. 2.38 Esquema del dispositivo experimental LBO en el dispositivo de fusión TJ-II	101
Fig. 2.39 Captura de pantalla de la interfaz del programa wdecay para la obtención de los tiempos de decaimiento de una traza de radiación, se señalan los parámetros de ajuste.	103
Fig. 2.40 Captura de pantalla del ajuste para la cuerda $\rho = 0$ entre el perfil simulado y el perfil de radiación bolométrica para una descarga cualquiera a modo de ejemplo.	104
Fig. 3.1 Perfiles teóricos de emisividad simulada y Z_{eff} asumida en función del radio normalizado donde la curva naranja simula una emisividad plana y la curva verde simula una emisividad piqueada.	111
Fig. 3.2 Perfil la Z_{eff} en función del radio normalizado, determinada en plasmas con calentamiento ECR del TJ-II mediante rayos X (azul) y a partir de la radiación de frenado en el visible (rojo) [130].	112
Fig. 3.3 a) Evolución de la densidad electrónica promediada de línea para la descarga #42940 y de la señal del detector bolométrico de radiación BOL1. b) Evolución de la traza que representa la energía contenida en el plasma para la descarga #42940.	113
Fig. 3.4 Espectros adquiridos con el PMA12 en el intervalo temporal 1200-1220 para la descarga de plasma de hidrógeno #42940 donde se han inyectado impurezas de Fe en 1220 ms. Se señalan las líneas más intensas identificadas.	114
Fig. 3.5 Evolución de las impurezas a lo largo de una descarga de plasma de hidrógeno (#41778), adquirido en 8 intervalos temporales con una separación de 20 ms entre ellos. Se identifican las líneas espectrales más intensas.	115
Fig. 3.6 Evolución de la línea de la serie de Balmer H_{α} (656.28 nm) para una descarga de plasma de hidrógeno (#41778), adquirido en 8 intervalos temporales con una separación de 20 ms entre ellos.	116
Fig. 3.7 Comparación entre dos espectros de plasmas con calentamiento ECR en el intervalo 1150-1170 ms: la primera (#47991), en verde, corresponde a una descarga con boronización y litiado de la pared recientes,	

<i>mientras que el segundo espectro corresponde a una descarga (#48187), en rojo, después de otras 200 descargas de plasma. Se han separado en dos rangos espectrales a) entre 200 y 600 nm y b) entre 600 y 850 nm para su mejor comprensión, se identifican las líneas espectrales más intensas.</i>	116
Fig. 3.8 <i>Evolución de la densidad electrónica promediada de línea para las descargas #41898 y # 41899, en rojo se señala el intervalo temporal en el que se analizan los espectros del PMA12.....</i>	118
Fig. 3.9 <i>Espectros adquiridos con el PMA12 en el intervalo temporal 1150-1170 para las descargas de plasma de hidrógeno #41898 (azul) y #41899 (verde). Se señalan las líneas más intensas identificadas.</i>	119
Fig. 3.10 <i>Emisión por recombinación simulada con CHIANTI para los perfiles de densidad y temperatura electrónicas típicos del TJ-II en el núcleo y en la periferia del plasma, asumiendo una concentración de boro y de litio del 2-3%.....</i>	120
Fig. 3.11 <i>Espectros adquiridos con el espectrómetro ACTON ½ m y el detector CCD en tres regiones espectrales para descargas con baja y alta concentración de impurezas: a) en el rango del UV alrededor de 221.5 nm, b) en el rango visible, en torno a 523.5 nm y c) en el NIR, alrededor de 715.5 nm. En negro se representa la contribución del ruido del CCD a la señal. Se han desplazado los ejes verticalmente para una mejor comprensión de los espectros.</i>	122
Fig. 3.12 <i>Evolución temporal a lo largo de las descargas #40680, #40682 y #40688 de: a) la señal del espectrómetro ACTON 275 que monitoriza la línea 227.1 nm correspondiente al espectro de emisión de C V; b) la densidad promediada de línea; c) un monitor de rayos X blandos para identificar la entrada de impurezas y d) la traza del monitor ECE 10 que determina la temperatura electrónica central del plasma.</i>	123
Fig. 3.13 <i>Perfiles de densidad electrónica y temperatura electrónica medidos mediante esparcimiento Thomson en el instante 1140 ms en función del radio menor normalizado para la descarga #40682.</i>	124
Fig. 3.14 <i>Señales de emisión continua atribuibles a la radiación de frenado adquiridos con el sistema espectral de barrido en tres regiones espectrales libres de líneas: en el rango del UV alrededor 221.5 nm (azul, descarga #41529), en el rango visible, en torno a 523.5 nm (verde, descarga #41193) y en el NIR, alrededor de 715.5 nm. Para una mejor visualización se han desplazado verticalmente las señales registradas.</i>	124

Fig. 3.15 Señales del sistema espectral de barrido para la descarga #40682: datos sin procesar (verde) y filtrados por el programa (azul) en a) representados frente al tiempo de descarga. Cada intervalo corresponde a un barrido completo del espejo giratorio (0.93 ms) que y se analiza por separado como se muestra en b) en cada uno de los intervalos. Las flechas indican a qué región del plasma corresponde la señal, la línea discontinua establece el centro.	126
Fig. 3.16 Perfiles de emisión local atribuibles a la radiación de frenado para la descarga #41193 en 523.5 nm: representados frente al radio normalizado para el barrido centrado en 1172 ms: asumiendo diferentes simetrías para la reconstrucción.	128
Fig. 3.17 Esquemas a) de las diferentes poblaciones electrónicas en función de su distribución energética en los plasmas del TJ-II y b) de la función de distribución electrónica del plasma del TJ-II con componente supratérmica, donde las líneas grises representan el cono de pérdidas.	129
Fig. 3.18 Densidad electrónica promediada de línea frente al tiempo para la descarga #41219.	130
Fig. 3.19 Evolución de Z_{eff} determinada a partir de la Ec. 2.21 para el rango espectral centrado en 523.5 nm, manteniendo en posición fija el espejo giratorio del sistema espectral de barrido a lo largo de la descarga #41219.	131
Fig. 3.20 Perfiles de Z_{eff} estimados a partir de los perfiles reconstruidos de emisión de bremsstrahlung reconstruidos con el método de Fisher para el barrido correspondiente al intervalo centrado en 1172 ms de la descarga 40682 suponiendo simetría en el perfil de emisividad (verde) o asimetría (morado).	131
Fig. 3.21 Evolución de Z_{eff} para $\rho = 0$ en el rango 523.5 nm a lo largo de la descarga a partir de los perfiles reconstruidos de emisión de bremsstrahlung (en verde) para cada barrido de la descarga 40682, junto a la evolución de la medida obtenida mediante rayos X.	133
Fig. 3.22 Evolución de Z_{eff} para $\rho = 0$ a lo largo de la descarga a partir de los perfiles reconstruidos de emisión de bremsstrahlung junto a la evolución de la medida obtenida mediante rayos X (en negro) a) en el rango 221.5 nm (en azul) para cada barrido de la descarga 40682; y b) en el rango 712.5 nm para cada barrido de la descarga 40688.	134
Fig. 3.23 Evolución de Z_{eff} para el rango 523.5 nm a lo largo de la descarga a partir de los perfiles reconstruidos de emisión de bremsstrahlung (en verde) para cada barrido de la descarga 40682.	135

Fig. 3.24 Evolución de la Z_{eff} para $\rho = 0$ en el rango 523.5 nm a lo largo de la descarga a partir de los perfiles reconstruidos de emisión de bremsstrahlung (en verde) para cada barrido de la descarga 49277, junto a la evolución de la medida obtenida mediante rayos X [225].	136
Fig. 4.1 Representación esquemática de las fases del proceso de ablación: 1) Focalización. 2) Formación de un micro-plasma y un cráter en el material. 3) Formación del plasma de ablación. 4) Emisión del espectro continuo. 5) Emisión del espectro discreto.	138
Fig. 4.2 Comparación de dos espectros LIBS de la pared de la cámara de vacío del TJ-II en el rango espectral de 200 a 900 nm. Se representa un espectro grabado después de 3 meses sin operación del TJ-II (en verde) y otro grabado después de 580 descargas con calentamiento ECRH y con hidrogeno con gas de operación (en rojo). Se anotan las longitudes de onda de las líneas espectrales identificadas.	140
Fig. 4.3 Comparación de tres espectros LIBS de la pared de la cámara de vacío del TJ-II en el rango espectral de 250 a 950 nm. Se representan un primer espectro grabado al final de una campaña experimental (diciembre 2018 en rojo), el segundo grabado antes de iniciar la siguiente campaña experimental, pero tras un acondicionamiento de la pared con boro y litio (enero 2019 en verde), y el tercero grabado tras un segundo acondicionamiento sólo con litio tras 295 descargas de plasma con calentamiento ECRH (febrero de 2019 en azul). Se anotan las longitudes de onda de las líneas espectrales identificadas. El recuadro amplía las líneas correspondientes al espectro de Li I 610.3 y 670.7 nm.	141
Fig. 4.4 Comparación de un espectro del plasma calentado mediante ECRH (verde) con un espectro LIBS (rojo), a) en el rango espectral de 200 a 500 nm y b) de 600 a 900 nm. Se anotan las longitudes de onda de las líneas espectrales identificadas.	144
Fig. 4.5 Comparación del espectro del plasma calentado mediante ECRH (verde) con el espectro LIBS (rojo) de la Fig. 4.4 ampliada en el rango espectral de 200 a 500 nm. Se anotan las longitudes de onda de las líneas espectrales identificadas. En azul se muestran las líneas comunes a ambos espectros, la escala de la derecha se ha desplazado verticalmente para una mejor comprensión de los espectros.	145
Fig. 4.6 Evolución de la razón deuterio:(hidrógeno+deuterio) a lo largo de diferentes descargas de plasmas en el dispositivo TJ-II a partir de los espectros adquiridos con el sistema de monitoreo de isótopos de hidrógeno.	

<i>El día 1 se inicia con hidrógeno y se va sustituyendo paulatinamente por deuterio. Así el día 1 de experimento consistió en las descargas #42011 a #42018. Se continuó el experimento durante el día 2 con deuterio (descargas 42027 a 42068). La barra verde vertical indica el inicio del segundo día de experimento isotópico, #42027.</i>	<i>148</i>
Fig. 4.7 <i>Espectro en torno a las líneas H_{α} y D_{α} adquirido con el espectrómetro ACTON $\frac{1}{2}$ m empleando la técnica LIBS sobre la pared de la cámara de vacío tras día y medio de experimento de efecto isotópico. El ajuste se ha realizado con ajuste de múltiples Gaussianas centrado en las líneas H_{α} y D_{α}.</i>	<i>149</i>
Fig. 4.8 <i>Espectro en torno a las líneas H_{α} y D_{α} adquirido con el espectrómetro ACTON $\frac{1}{2}$ m empleando la técnica LIBS sobre la pared de la cámara de vacío después de 68 descargas adicionales de plasma con deuterio. El ajuste se ha realizado con ajuste de múltiples Gaussianas centrado en las líneas H_{α} y D_{α}.</i>	<i>150</i>
Fig. 4.9 <i>Evolución de la razón deuterio:(deuterio+ hidrógeno) a lo largo de una serie de 48 descargas de plasma en el dispositivo TJ-II a partir de los espectros adquiridos con el sistema de monitoreo de isótopos de hidrógeno, al implantar hidrógeno como gas de trabajo, tras el experimento con deuterio. En la descarga #42137 se implanta hidrógeno como gas de trabajo, tras el experimento con deuterio.</i>	<i>152</i>
Fig. 4.10 <i>Espectro adquirido con el espectrómetro PMA12 durante la boronización de la cámara de vacío con derivado o-carborano.</i>	<i>153</i>
Fig. 4.11 <i>Cuatro espectros LIBS, en el rango 200 a 950 nm, obtenidos previamente a una boronización de la pared de la cámara de vacío del stellarator TJ-II. Se anotan las longitudes de onda de las líneas espectrales identificadas.</i>	<i>155</i>
Fig. 4.12 <i>Seis espectros LIBS, en el rango 200 a 950 nm, obtenidos tras la boronización de la pared de la cámara de vacío del stellarator TJ-II con el horno del sector A4. Se anotan las longitudes de onda de las líneas espectrales identificadas. En el recuadro superior se puede apreciar cómo las líneas más intensas del litio.</i>	<i>156</i>
Fig. 4.13 <i>Seis espectros LIBS, en el rango 200 a 950 nm, obtenidos tras la segunda boronización de la pared de la cámara de vacío del stellarator TJ-II con el horno del sector D4. Se anotan las longitudes de onda de las líneas espectrales identificadas.</i>	<i>157</i>
Fig. 4.14 <i>Espectros LIBS, en el rango entre 200 y 950 nm, obtenidos con anterioridad a la boronización parcial (azul) y posteriores a cada una de las</i>	

<i>boronizaciones parciales en los hornos ubicados en los sectores A4 (rojo), C4 (negro) y B4 (morado), adquiridos a los 5 minutos de dichos tratamientos, y transcurridos 60 minutos D4 (verde) de la boronización en el sector C4 (verde) SIDE. Se notan las longitudes de onda de las líneas espectrales identificadas.</i>	159
Fig. 4.15 <i>Ampliación de los espectros LIBS de la Fig. 4.13. Los números 1-5 indican el orden en que han sido adquiridos dichos espectros.</i>	159
Fig. 4.16 <i>Evolución de las presiones parciales de las masas 32 y 28 atribuibles a carbono y oxígeno respectivamente, frente al tiempo en minutos (escala temporal superior) para las boronizaciones parciales en los sectores A4, D4, C4 y B4 (escala inferior). Se etiquetan los intervalos en los que se adquieren los espectros LIBS de la segunda fase del experimento [242].</i>	161
Fig. 4.17 <i>Espectros LIBS en el rango de 600 a 700 nm. adquiridos antes de la boronización parcial (1) a los 5 min de la boronización (2, 4 y 5), a los 15 min (6), a los 30 (7) y 60 min (4) posteriores a la boronización. Los números 1-7 indican el orden en que han sido adquiridos dichos espectros.</i>	161
Fig. 4.18 <i>Ampliación de las líneas espectrales de Li I obtenidos mediante LIBS de la Fig. 4.14 y el espectro LIBS adquirido después de la boronización y litiado completos de la cámara de vacío (malva).</i>	162
Fig. 4.19 <i>Espectros LIBS secuenciales de las líneas espectrales de Li I a) $\lambda = 610.3 \text{ nm}$ y b) $\lambda = 670.7 \text{ nm}$ adquiridos tras el litiado y boronización de la pared del TJ-II. El número indica el orden en la secuencia de disparos.</i>	164
Fig. 4.20 <i>Espectros LIBS secuenciales de las líneas de Li II ($\lambda = 548.57 \text{ nm}$) y B II ($\lambda = 628.6 \text{ nm}$) adquiridos tras el litiado y boronización de la pared del TJ-II. El número indica el orden en la secuencia de disparos.</i>	165
Fig. 4.21 <i>Evolución de las integrales de las curvas de intensidades de las señales LIBS para las líneas espectrales en función del número de disparo a partir de los espectros de las Fig. 4.19 y Fig. 4.20: Li I 610.3, 670.7 nm y Li II 548.57 nm y B II 628.6 nm adquiridos tras el litiado y boronización de la pared del TJ-II.</i>	165
Fig. 4.22 <i>Vista inferior del sector A1 BOTTON donde se observa la brida habilitada con el fin de poder introducir una muestra de espesor conocido para calibrar el LIBS.</i>	166
Fig. 4.23 <i>Trazas de densidad promediada de línea (azul) y de las señales del fotodiodo, que observa el disparo del láser LIBS (rojo), y de los monitores de Li I (verde), correspondiente a la señal del detector PMT ubicado en el</i>	

plano focal del espectrómetro ACTON $\frac{1}{2}$ m ubicado en el sector A1, y de Li II (negro) de un monitor ubicado en el sector C8, frente al tiempo para la descarga #47587 de plasma de hidrógeno calentado mediante ECR. El tiempo de vuelo, TOF, se entiende como la diferencia entre los máximos de las señales de Li I y Li II, se considera el instante temporal $t = 0$ el instante en que el monitor de la señal del láser registra el disparo.	172
Fig. 4.24 Simulación de la función de distribución g (TOF) conforme a la Ec.4.8 para diferentes temperaturas iónicas de Li^{+1} comprendidas entre 1 eV y 20 eV en condiciones experimentales de $I = 3\text{m}$ y TOF hasta 1.5 ms.	174
Fig. 4.25 Trazas de densidad electrónica promediada de línea (azul) y de las señales de radiación correspondientes al monitor de Li II (negro) situado en el sector C8, al detector de rayos X (fucsia) y a los detectores de bolometría situados en el sector D (gris) y A (mostaza), respectivamente para la descarga #47587. Los números de las etiquetas indican la cuerda de visión poloidal del detector (Fig. 1.10 y Fig. 1.11) frente al tiempo de la descarga.	175
Fig. 4.26 Representación gráfica de $h(u)$ frente a u (Ec. 4.9) para las descargas #47565, 66 y 87, de cuya pendiente de la recta de ajuste se obtienen los respectivos valores de T_i ; así mismo, se muestran los valores de la densidad electrónica promediada de línea para dichas descargas.	176
Fig. 4.27 Representación gráfica de $h(u)$ frente a u (Ec. 4.9) para las descargas #49225 y 49227 (raíz electrónica) y #49219, #49225 (raíz iónica), de cuya pendiente de la recta de ajuste se obtienen los respectivos valores de T_i ; así mismo, se muestran los valores de la densidad electrónica promediada de línea para dichas descargas.	181
Fig. 5.1 Representación esquemática a) del proceso de ablación láser, donde se forma un plasma frío superficial sobre la zona ablacionada y b) de la técnica de soplado por láser (LBO), donde el plasma se forma en la interfase entre el sustrato y el recubrimiento.	186
Fig. 5.2 Trazas del fotodiodo que permite monitorear el disparo del láser para las descargas desde # 48204 a # 48223 donde se inyectó hierro.	189
Fig. 5.3 Trazas de la densidad promediada de línea para la descarga #48222 (negro) sin inyección de impurezas y las descargas #48221 (verde) y #48223 (azul) donde se inyectó hierro en 1150 ms.	190
Fig. 5.4 Espectros en el rango comprendido entre 200 y 550 nm, para la descarga #48208 antes de la inyección de hierro (rojo) y en el instante posterior a la inyección (verde). Se identifican las líneas de hierro más	

<i>intensas y sus longitudes de onda. Las líneas intensas en 450 y 550 nm pueden corresponder al segundo orden de las líneas de Fe II entre 236 y 275 nm.</i>	191
Fig. 5.5 <i>Espectros grabados con el espectrómetro VUV en el rango comprendido entre 22 y 42 nm para las descargas #48222 (sin inyección de hierro) y #48223 (con inyección de hierro) en instantes temporales posteriores a la inyección. Se identifican las líneas de hierro más intensas.</i>	191
Fig. 5.6 <i>Detalle de la evolución temporal de las intensidades relativas de las líneas espectrales de hierro correspondientes a los estados de ionización Fe XII -Fe XVI, para la descarga #48223. El tiempo de integración de lectura de los espectros es de 3.84 ms. Los puntos representan el tiempo en que determina la lectura de los espectros.</i>	192
Fig. 5.7 <i>Curva que simula el número de partículas de hierro que se introducen en el plasma por unidad de tiempo en función de la distancia de penetración en el plasma para la descarga #48223, en la configuración 100_44_64. El centro del plasma se sitúa a la distancia de 0.17 m.</i>	194
Fig. 5.8 <i>Trazas de temperatura electrónica medidas con detectores ECE en función del radio normalizado para la descarga #48223 en la que ha habido inyección de impurezas de hierro mediante LBO en $t = 1150$ ms.</i>	195
Fig. 5.9 <i>Espectrogramas de fase en función del tiempo para la descarga #48206 obtenidos a) a partir de las señales bolometría ABOL1 ($\rho = 0.9$) y b) a partir de la diferencia de fase de las señales de los bolómetros ABOL1 y ABOL15 (ambos en $\rho = \pm 0.9$).</i>	196
Fig. 5.10 <i>Espectrogramas de fase en función del tiempo para la descarga #48223 obtenidos a) a partir de la señal del bolómetro ABOL1 ($\rho = 0.9$) y b) a partir de la diferencia de fase de las señales de los bolómetros ABOL1 y ABOL15 (ambos en $\rho = \pm 0.9$)</i>	196
Fig. 5.11 <i>Evolución temporal de las trazas de temperatura iónica central medidas con los sistemas NPA para las descargas #48208 (violeta) donde se inyectan impurezas de hierro en 1100 ms, #48223 donde se inyectan impurezas de hierro en 1150 ms y #48222 donde no se inyectan.</i>	197
Fig. 5.12 <i>Trazas de radiación correspondientes a la matriz bolométrica de 16 canales poloidales situada en el sector C para la descarga #48208 donde la inyección de hierro se produjo en 1100 ms.</i>	198

Fig. 5.13 Trazas de radiación correspondientes a la matriz bolométrica de 16 canales poloidales situada en el sector C para la descarga #48223, donde la inyección de hierro se produjo en 1150 ms.	198
Fig. 5.14 Trazas de un canal de un monitor de radiación de rayos X (RX509) correspondientes a las descargas # 48220-#48223.	199
Fig. 5.15 Evolución temporal de la señal del detector de rayos X (RX509) en $\rho = 0$ para obtener el tiempo de decaimiento de la perturbación inducida debido a la inyección de hierro, τ , en las descargas: a) #48208 (raíz electrónica) ($\tau = 5.5 \pm 0.2$ ms) y b) #48223 (raíz iónica) ($\tau = 11.3 \pm 0.5$ ms), donde los tiempos de decaimiento fueron obtenidos con el programa de ajuste wdecay. Las líneas discontinuas representan el intervalo donde se estudia la perturbación y los valores de entrada proporcionados como semillas para el programa de ajuste W-decay. La línea azul continua representa el inicio del decaimiento y la línea negra continua representa el valor de referencia (sin perturbación).	199
Fig. 5.16 Comparación de los tiempos de decaimiento, τ , de la perturbación producida al inyectar hierro, correspondientes a las descargas #48208 (raíz electrónica) y #48223 (raíz iónica) obtenidos con el programa wdecay a partir de los canales RX505 a RX512 de radiación de rayos X, correspondientes a $\rho = \pm 0.8$. Las flechas indican el canal correspondiente al centro del plasma.	200
Fig. 5.17 Perfiles de densidad electrónica (verde claro) y temperatura electrónica (rojos) reconstruidos a partir de las señales de Thomson scattering (se muestra en azul la densidad) para las descargas a) #48208 (raíz electrónica) y b) #48223 (raíz iónica).	202
Fig. 5.18 Coeficientes de a) difusión, D , y b) transporte, V , estimados a partir del código STRAHL para las descargas #48208 (raíz electrónica) y #48223 (raíz iónica).	202
Fig. 5.19 Perfil radial de Fe en el equilibrio para las descargas #48208 (raíz electrónica) y #48223 (raíz iónica).	203
Fig. 5.20 Trazas y perfiles para las descargas con calentamiento ECR: a) traza del monitor de inyección y de I a intensidad de una línea espectral de $W I$ grabada para la descarga #34997 y su referencia sin inyección, #34999; b) traza de la intensidad de una cuerda central del monitor de rayos X para ambas descargas, y c) perfiles de densidad y temperatura electrónicas adquiridos con esparcimiento Thomson para la descarga #34997.	206

Fig. 5.21 Comparación entre los datos experimentales (azul) y las simulaciones llevadas a cabo con el código de transporte STRAHL mediante el ajuste del decaimiento de la perturbación de las señales de radiación bolométricas para diferentes impurezas inyectadas, BN (a-c), LiF (d-f) y W (g-i) y su evolución con el radio normalizado, para $\rho = 0$ (a, d y g), $\rho = 0.4$ (b, e y h) y $\rho = 0.7$ (c, f y i).	207
Fig. 5.22 Representación gráfica de que muestra la sensibilidad del ajuste a los cambios en los coeficientes de transporte D y V a) y b) para la inyección de BN y c) y d) para la inyección de W.	208
Fig. 5.23 Coeficientes de transporte de difusión y transporte deducidos del ajuste de los datos experimentales de radiación grabados con las matrices bolométricas y la simulación llevada a cabo con el código de transporte STRAHL para impurezas de BN, LiF y W inyectadas mediante LBO.	208
Fig. 5.24 a) Representación gráfica de los tiempos de confinamiento, τ , de Fe y LiF en plasmas de hidrógeno con densidad electrónica promediada de línea comprendida entre $0.54-0.6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ en función de la potencia de calentamiento ECR on-axis. Para cada una de ellas se muestra la degradación del confinamiento global, P^p ; y b) representación de los tiempos de confinamiento tras inyectar Fe en plasmas de helio a diferentes potencias de calentamiento ECR on-axis en función de la densidad promediada de línea.	211
Fig. 5.25 Influencia del calentamiento en el tiempo de confinamiento en función de la densidad electrónica promediada de línea de: a) impurezas de Fe inyectadas en plasmas de helio e hidrógeno a la potencia de 150 kW de ECRH; b) LiF y Fe inyectados en plasmas de helio a la potencia de 500 kW de ECRH, y c) impurezas de Fe inyectadas en plasmas con calentamiento ECR on-axis y off-axis.	212
Fig. 5.26 Resultados plasma para tres descargas con diferente potencia de calentamiento on-axis ECR a) del tiempo de confinamiento y b) el coeficiente de transporte, D , estimados con el código STRAHL para Fe inyectado mediante LBO en función del radio normalizado del plasma.	213

Tabla 1.1 Características principales de los haces de inyección de neutros de hidrógeno para calentamiento en el stellarator TJ-II [43]. En el inyector NBI 1 la dirección de inyección es en sentido antihorario (co-inyección), mientras que en el haz de NBI 2 la dirección de inyección se produce en sentido horario (contra-inyección).	19
Tabla 2.1 Relación de estados de ionización de carbono, en notación espectroscópica, en el TJ-II y sus líneas de emisión más intensas en el visible y ultravioleta.	37
Tabla 2.2 Relación de las líneas de emisión principales del hidrógeno pertenecientes a la serie de Balmer.	37
Tabla 2.3 Relación de estados de ionización de oxígeno, en notación espectroscópica, en plasmas del TJ-II y sus líneas de emisión más intensas en el visible e IR.	39
Tabla 2.4 Relación de estados de ionización de boro, en notación espectroscópica, en plasmas del TJ-II y sus líneas de emisión más intensas en el visible y ultravioleta.	39
Tabla 2.5 Relación de estados de ionización de litio, en notación espectroscópica, en plasmas del TJ-II y sus líneas de emisión en el NIR, visible y ultravioleta.....	40
Tabla 2.6 Relación de posibles estados de ionización de argón, en notación espectroscópica, en plasmas del TJ-II y sus líneas de emisión más intensas en el rango comprendido entre 200 y 950 nm.....	41
Tabla 2.7 Relación de posibles de estados de ionización de hierro, en notación espectroscópica, en plasmas del TJ-II y sus líneas de emisión más intensas en el rango comprendido entre 200 y 950 nm.....	41
Tabla 2.8 Relación de posibles de estados de ionización de helio, en notación espectroscópica, en plasmas del TJ-II I y sus líneas de emisión más intensas en el rango comprendido entre 200 y 950 nm.....	41
Tabla 2.9 Razón entre el ensanchamiento Zeeman, $\Delta\lambda_{1/2}^Z$, y el ensanchamiento Doppler, $\Delta\lambda_{1/2}^D$, para la línea $\lambda = 529\text{ nm}$ correspondiente al espectro de C VI (C^{5+}) a diferentes valores de campo magnético, B , y temperatura iónica, T_i	53
Tabla 2.10 Potenciales de ionización de hidrógeno, litio y boro [118]......	57
Tabla 4.1 Secuencia de intervenciones llevadas a cabo en relación al experimento de boronización parcial de la pared de la cámara de vacío.	154

Tabla 4.2 <i>Parámetros para estimar la densidad electrónica del micro-plasma de ablación a partir de los espectros LIBS de las líneas de interés de B I, B II, Li I y Li II. El perfil de la línea $\Delta\lambda_{12}$, se obtiene de la Ec. 4.5 y la densidad electrónica, n_e, a partir de la Ec. 4.4.</i>	168
Tabla 4.3 <i>Parámetros para determinar los coeficientes del diagrama Saha-Boltzmann a partir de los espectros LIBS de las líneas de interés de B I, B II, Li I y Li II.</i>	169
Tabla 4.4 <i>Parámetros experimentales de las descargas empleadas para determinar la T_i a partir del TOF de Li I ablacionado de la pared de la cámara de vacío mediante la técnica LIBS modificada.</i>	171
Tabla 5.1 <i>Coeficientes de transporte D y V obtenidos mediante el código STRAHL para la inyección de BN, LiF y W en $\rho = 0.4$.</i>	209

Disponer de soluciones energéticas abundantes y sostenibles es uno de los retos a los que ha de enfrentarse la sociedad actual. La obtención de energía por medio de la fusión de isótopos de hidrógeno en dispositivos de fusión confinados magnéticamente se erige como una alternativa prometedora. En las máquinas de tipo *stellarator*, uno de los principales retos que hay que superar es la acumulación de impurezas, debido a que su presencia provoca bien, la dilución del combustible y, en consecuencia, su enfriamiento o bien, compromete la integridad de la cámara de vacío al redepositarse en las paredes de la misma. En la actualidad, se ha hecho un enorme esfuerzo para entender los mecanismos involucrados en la estimación de los niveles de impurezas potenciales y de los requisitos de control de las mismas en futuros reactores de fusión. A pesar de ello, algunos resultados experimentales no se comprenden completamente o bien, las simulaciones teóricas han de ser validadas experimentalmente. En este sentido, el control de las impurezas sigue siendo un desafío y el TJ-II, un excelente banco de pruebas donde estudiar estos problemas.

En este trabajo, se llevan a cabo experimentos de espectroscopia óptica en plasmas del TJ-II con hidrógeno calentado por emisión ciclotrónica electrónica (ECRH) y con densidades electrónicas típicas alrededor de $0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Por un lado, se emplea un espectrómetro de baja resolución, en el rango comprendido entre 200 y 950 nm, para identificar líneas espectrales de emisión y espectros continuos en regiones libres de emisión de líneas. Identificadas las regiones del espectro de emisión, libres de emisión de líneas (221.5, 523.5, 715.5 nm), se procede a la medida de la radiación continua o *bremmstrahlung*, que permite, estimar la carga efectiva (Z_{eff}) del plasma. Hasta la fecha, la Z_{eff} en el TJ-II se había estimado empleando técnicas de rayos X. Los intentos previos de emplear la radiación de frenado para su determinación habían resultado en valores de la Z_{eff} muy superiores a los obtenidos con la primera técnica. Aquí, se calibra absolutamente el sistema espectral empleado, obteniéndose una buena correlación entre la señal obtenida y la señal esperada. En segundo lugar, con objeto de monitorizar simultáneamente las impurezas y la composición isotópica de la pared de la cámara de vacío, se emplea la técnica espectroscópica de disociación inducida por láser (LIBS) identificándose la presencia de líneas de oxígeno. Así mismo, los experimentos de tiempo de vuelo de impurezas de litio desorbidas de la pared por láser permiten determinar la temperatura iónica en la periferia del plasma vertiendo resultados similares a los obtenidos mediante otro sistema empleado en el TJ-II, el *Reverse Field Analyzer* (RFA). La implementación de la técnica LIBS en el TJ-II resulta novedosa, abriendo nuevas líneas de investigación.

Por otro lado, se realizan experimentos de inyección de impurezas mediante la técnica de soplado por láser (LBO) con objeto de medir sus tiempos de confinamiento bajo distintas condiciones de plasma. En trabajos previos de confinamiento de impurezas en plasma del TJ-II se ha observado que, en regímenes de baja densidad donde el campo eléctrico radial es positivo (raíz electrónica), se exhiben tiempos de confinamiento, τ , del orden de 5-7 ms, pero en valores próximos al cambio de raíz se observa un incremento de τ . Aquí, se inyectan distintas impurezas (LiF, BN y Fe) mediante LBO y se estiman los valores de τ en un régimen donde el campo eléctrico radial es negativo (raíz iónica), observándose una tendencia al aumento del confinamiento y valores de τ del orden de 11-12 ms; posiblemente debido al cambio concomitante en el campo eléctrico radial positivo a negativo (donde tiene lugar una mayor retención de impurezas). Mediante el uso del código de transporte STRAHL, que interpreta medidas espectroscópicas experimentales, se obtienen los coeficientes de transporte, D y V , por medio del ajuste de la radiación del plasma. En la tesis, se estudia la degradación de los valores de τ con potencia de calentamiento ECR y se compara con la degradación del confinamiento de energía; observándose un confinamiento relativo distinto para la inyección de LiF con respecto a la de Fe para densidades bajas (raíz electrónica). Además, se observa un confinamiento distinto para las impurezas de Fe inyectadas con el gas de trabajo He frente a H, sólo a baja potencia de calentamiento ECR. Se estudian los valores de D y V para la inyección de impurezas de BN, LiF y W en plasmas de hidrógeno, mediante STRAHL y se intenta su comparación con el código de transporte girocinético EUTERPE. Finalmente, se plantean nuevas líneas de investigación para completar los estudios iniciados.

Having abundant and sustainable energy sources is one of the challenges facing today's society. Obtaining energy by means of the nuclear fusion of hydrogen isotopes in magnetic confinement plasma devices stands a promising option. The study of impurities is a key parameter to the development of steady state plasmas in future magnetically confined fusion devices. In stellarator-type machines, one of the main challenges is to overcome the accumulation of impurities in the plasma core, because the presence of impurities can result in the dilution of the fuel and, consequently, its cooling and collapse, while also compromising the integrity of the vacuum chamber when impurities are redeposited in the walls. At present, an enormous effort has been made to understand the mechanisms involved in estimating the levels of potential impurities and their control requirements for future fusion reactors. Despite this, some experimental results are not fully understood or, theoretical simulations have to be validated experimentally. For this reason, impurity control remains a challenge and the TJ-II, an excellent workbench to test these problems.

In this work, optical spectroscopy experiments in TJ-II plasmas are carried out with hydrogen heated by electronic cyclotronic emission (ECRH) and using hydrogen, deuterium or helium as the working gas that typically achieve electronic densities around $0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. On the one hand, first, a low-resolution spectrometer is used, in the range between 200 and 950 nm, to identify spectral lines emitted by impurities and regions free of emission lines. Once the impurities present in the TJ-II plasmas are identified, the continuous radiation is studied, which allows to estimate the effective charge (Z_{eff}) of the plasma from the visible *bremmstrahlung* radiation. To date, the Z_{eff} in the TJ-II had been estimated using X-ray techniques. Previous attempts to use visible *bremmstrahlung* radiation for its determination had resulted in Z_{eff} values much higher than those obtained with the X-ray technique. Here, an optical spectral system that repeatedly scans the TJ-II plasma is absolutely calibrated, obtaining a good correlation between the obtained and the expected signal. Three spectral regions are identified to be free of spectral lines, i.e. narrow bands about 221.5, 523.5 and 715.5 nm where to estimate the Z_{eff} values close to those obtained with the X-ray technique, although slightly higher. It is proposed to exchange the original lens of this optical system for a panchromatic doublet and, with the Zemax[®] design program, the optimal positions of it for each of the spectral ranges are estimated. With this configuration, the Z_{eff} is again estimated for the 523.5 nm wavelength, observing a reduction in its value and a reduction in the observed spatial structure. In order to simultaneously monitor impurities and the isotopic composition of the wall chamber, the laser induced breakdown

spectroscopy (LIBS) technique has allowed the determination of the molecular ionic temperature at the periphery of the plasma that are comparable with values obtained by the RFA technique. The implementation of the LIBS technique in the TJ-II is novel, opening new lines of research.

On the other hand, impurity injection experiments are performed using the laser blow-off technique (LBO) in order to evaluate ion transport by studying the temporal evolution of its spectral emissions. In previous works in TJ-II, it has been observed that, in low density regimes where the radial electric field is positive, confinement times, τ , about 5-7 ms are exhibited, but for electron densities close to where the root changes occurs an increase of τ is observed. Here, iron impurities are injected by means of LBO and the τ values are estimated in a high density regime, observing a tendency to increase confinement by increasing the electronic density and values of τ around 11-12 ms; possibly due to the concomitant change in the positive to negative radial electric field (where higher impurity accumulation occurs). The transport coefficients, D and V , are obtained by adjusting the plasma radiation with the STRAHL code. The degradation of τ values with ECR heating power is studied and compared with the degradation of energy confinement; a different relative confinement is observed for the injection of LiF with respect to that of Fe for low densities. In addition, a different confinement of Fe impurities injected with the working gas He versus H is observed, only at low ECR heating power. The values of D and V are studied for the injection of impurities of BN, LiF and W in hydrogen plasmas, by means of STRAHL and an attempt of comparison between these results and those obtained using the EUTERPE code is made. Finally, new lines of research are proposed to complete these studies.

CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

En la primera parte de este capítulo se explican los conceptos fundamentales relacionados con la fusión de átomos de hidrógeno como fuente de energía, en general, y de la fusión por confinamiento magnético, en particular. Se continúa con la descripción del dispositivo de fusión TJ-II, que es la máquina donde se han llevado a cabo los experimentos objeto de esta tesis. Se describen brevemente sus características, para poder facilitar la comprensión de la terminología y del funcionamiento de la misma, remarcando los diagnósticos relacionados con esta memoria. Finalmente, se exponen los efectos de las impurezas en el plasma y la importancia de su caracterización que, en el TJ-II y a lo largo de esta tesis, se realizará por medio de técnicas espectroscópicas con y sin el auxilio de láseres en el rango del espectro visible, principalmente. Finalmente, se detallarán los objetivos que se persiguen y cómo se abordarán a lo largo de la memoria.

1.1. LA ENERGÍA DE FUSIÓN EN EL CONTEXTO ACTUAL

La situación energética del mundo actual se enfrenta a un futuro incierto. Por un lado, los combustibles de origen fósil están sometidos a inestabilidades en su explotación derivadas de la situación geopolítica mundial y los conflictos bélicos asociados a aquella. Por otro lado, la demanda energética creciente de la población mundial contribuye a incrementar el precio del combustible en el mercado. Nada desdeñable es la generación de dióxido de carbono derivada del consumo de combustibles fósiles, que contribuye al efecto invernadero y al calentamiento global del planeta. Resulta de vital importancia disponer de alternativas energéticas capaces de proporcionar energía a la sociedad de forma abundante y sostenible, de precio adecuado y libres de las fluctuaciones de mercado que condicionan de forma negativa la planificación económica. Actualmente se están desarrollando energías renovables que, sin embargo, tienen limitada su eficiencia [1].

En relación a la energía nuclear, la fisión nuclear presenta, por un lado, los problemas asociados al difícil control de las reacciones nucleares que pueden derivar en accidentes como el de Fukushima o Chernóbil; y, por otro lado, los residuos generados por las centrales nucleares de fisión durante su vida operacional siguen siendo radiactivos durante miles de años. En contraste, una fuente de energía basada en la fusión nuclear de isótopos del hidrógeno podría convertirse en una solución para los problemas energéticos de la humanidad, siendo capaz de producir abundante energía sin emitir dióxido de carbono, sin reacciones descontroladas y con residuos radiactivos de vida corta.

La fusión nuclear es la fuente de energía del universo, ya que es la que tiene lugar en el interior de las estrellas. Puede definirse como el proceso de liberación de energía en el que dos núcleos de átomos ligeros, como el hidrógeno, se unen formando elementos más pesados. Para entender los procesos de fisión y fusión es preciso conocer la estructura y la estabilidad de la materia nuclear. Los nucleones (protones y neutrones) constituyen los núcleos atómicos, pero, la masa real de un núcleo es siempre menor que la suma de las masas de los nucleones libres que lo constituyen. La diferencia de masa es equivalente a la energía que se desprende en la formación del núcleo a partir de los nucleones. Esta energía dividida por el número de nucleones se denomina energía de enlace por nucleón, y se representa en la [Fig. 1.1](#). El valor de la energía de enlace por nucleón mayor ocurre cerca de la masa número 56, correspondiente al elemento hierro. Cualquier núcleo con número atómico superior a 56 podría ganar estabilidad al fraccionarse o fisionarse en núcleos más ligeros de menor número atómico. Mientras que, los núcleos ligeros hasta llegar a la masa número 56 podrían mejorar su estabilidad por fusión, dando lugar a un núcleo más pesado.

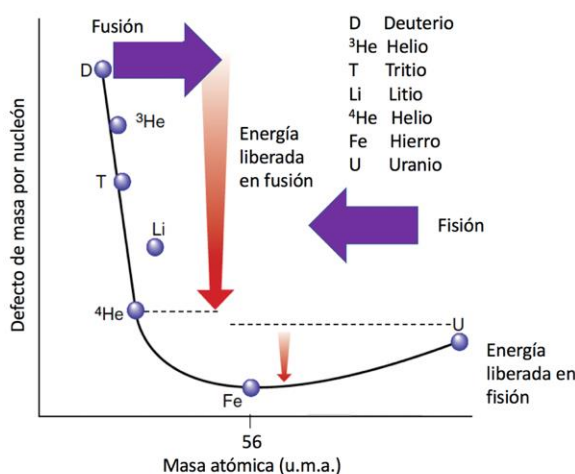


Fig. 1.1 Defecto de masa por nucleón (que se libera en forma de energía) en función de la masa atómica [2]. Los elementos más estables, alrededor del hierro, tienen menor defecto de masa. La energía liberada cuando un átomo se transmuta en otro, es equivalente a la diferencia entre sus masas.

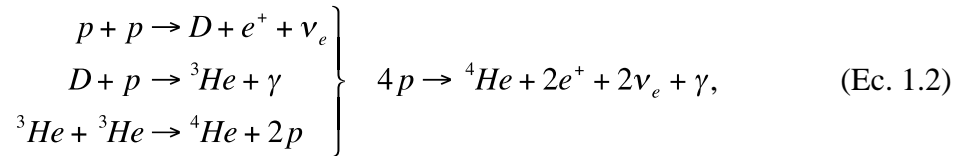
En ambos casos, la diferencia entre las masas de los reactantes y los productos se transformaría en energía siguiendo la ecuación de Einstein de equivalencia de masa [kg] y energía [J]:

$$\Delta E = \Delta mc^2, \quad (\text{Ec. 1.1})$$

siendo m la masa [kg] y c la velocidad de la luz [m s^{-1}]. La pendiente de la curva en la zona de la izquierda es más pronunciada que en la parte derecha, lo que implica que, con la misma

diferencia de masa, se obtiene mayor cantidad de energía por cada reacción de fusión con los elementos más ligeros con respecto a la fisión de los elementos más pesados.

En el núcleo de las estrellas una de las reacciones de fusión que se produce es la cadena protón-protón ($p-p$) por la que, a partir de hidrógeno se forma helio. El balance global del proceso $p-p$ es el equivalente al de unir cuatro protones para formar un núcleo de ${}^4\text{He}$:



donde p representa un protón, D un deuterón (un núcleo del deuterio), ${}^3\text{He}$ y ${}^4\text{He}$ son los núcleos de isótopos del helio, γ es un fotón de alta energía, e^+ representa a un positrón; y ν_e , a un neutrino electrónico. Para que una única reacción de fusión tenga lugar como resultado de colisiones aleatorias entre dos núcleos, se requiere que dichos núcleos, cargados positivamente, sean capaces de superar las fuerzas electrostáticas de repulsión que existen entre ellos y se aproximen lo suficiente ($\sim 10^{-15}$ m) como para producir reacciones a un ritmo adecuado. En el núcleo del Sol la temperatura alcanza ~ 1.2 keV¹.

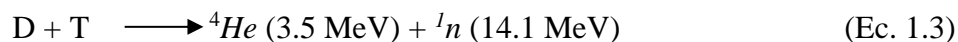
A partir de la temperatura estelar de 0.1 keV y densidad 10^{30} partículas m^{-3} , el tiempo medio de la reacción de la cadena protón-protón es de miles de millones de años, muy prolongado, pero más que suficiente para sostener el Sol, debido a la gran cantidad de hidrógeno contenido en su núcleo y a las enormes cantidades de energía que, incluso ese bajo ritmo de reacción, aporta.

Sin embargo, en otras condiciones de presión y densidades se requieren temperaturas entre 10 y 100 keV. A esas temperaturas el gas se encuentra totalmente ionizado en estado de plasma. Aunque macroscópicamente neutro, el plasma está formado por un conjunto de partículas cargadas positiva y negativamente, sin ninguna estructura atómica que las ligue [3], [4], pero que exhiben un comportamiento colectivo propio, por lo que se considera el cuarto estado de la materia.

En la Tierra se dan abundantes cantidades de elementos ligeros tales como hidrógeno o litio que podrían ser usados para producir energía por medio de reacciones nucleares de fusión, pero la dificultad radica en las elevadas temperaturas y presiones necesarias para que se produzcan. A principios de la década de los cincuenta se comenzó a emplear este tipo de

¹ En física del plasma es habitual expresar la temperatura en unidades de energía, sabiendo que $1 \text{ eV} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ J} = 1.16 \times 10^4 \text{ K}$, debido a la equivalencia dada por la constante de Boltzmann, $\kappa_B [\text{eV K}^{-1}]$: $E = \kappa_B T$.

reacciones para ser utilizadas como fuentes de energía [5, 6]. Estudiando las secciones eficaces de las posibles reacciones de fusión con isótopos de hidrógeno (Fig.1.2), se comprueba que, a temperaturas próximas a 15 keV, la reacción deuterio-tritio (D-T):



es varios órdenes de magnitud más eficiente que las restantes.



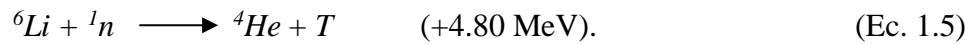
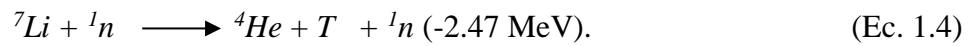
Fig. 1.2 Representación esquemática de la reacción de fusión D-T [2]. Un núcleo de deuterio y otro de tritio se unen para dar lugar a un núcleo de helio y un neutrón, liberándose 17.6 MeV de energía.

En la reacción de fusión (Ec. 1.3), se liberan 17.6 MeV, de los cuales 14.1 MeV los transporta el neutrón en forma de energía cinética y 3.5 MeV los adquiere el núcleo de helio (también llamado partícula α). Los 3.5 MeV se depositan en el plasma del combustible circundante y lo calientan, mientras el neutrón impacta sobre un manto fértil o *breeding blanket*² y la energía cinética se transforma en energía térmica, energía que generalmente escapa del plasma, por lo que puede ser aprovechada y almacenada. Una vez termalizado, en un futuro reactor de fusión, la ceniza de helio deberá ser extraída del dispositivo para evitar diluir el combustible [7]. El calor producido en esta reacción se puede convertir en electricidad por métodos convencionales como, por ejemplo, mediante un circuito de refrigeración que conduzca calor a una turbina que impulse un generador.

En lo referente a los reactivos, la obtención de deuterio no es complicada, ya que es un elemento estable y abundante. En el agua una parte por 6 420 es deuterio, es decir, hay unos 30 g del mismo en 1 m³ de agua de mar. En cambio, el tritio es un elemento que se puede producir en las capas de la atmósfera, por la acción de los rayos cósmicos, con una tasa de producción de 0.15 kg al año [9] o en agua tritiada. Se estima que un reactor de fusión requerirá alrededor

² *Breeding blanket*: Manto que recubre la primera pared de la cámara de un reactor de fusión. Como los neutrones no se ven afectados por la fuerza de Coulomb, se requerirá, además de un escudo biológico de radiación, un recubrimiento (*breeding blanket*) de al menos 1 m de espesor rodeando el reactor donde los neutrones depositen su energía para posteriormente convertirla en electricidad [8], generalmente un manto reproductor de litio. Este último elemento, bombardeado con neutrones, producirá el tritio que necesita el reactor para funcionar, siempre que, por una elección adecuada del material, se disponga de un factor de multiplicación neutrónica suficiente para que por cada neutrón de 14 MeV se produzcan varios de menor energía que puedan mantener el ciclo del combustible.

de 5 kg de tritio al comienzo de la operación [10], por lo que constituye un punto crítico en el desarrollo de los futuros reactores de fusión, ya que habría que producirlo. El tritio es un subproducto en los reactores de fisión tipo CANDU (*CANada Deuterium Uranium*) por la activación del hidrógeno contenido en el agua, y también se puede generar por el bombardeo del litio (abundante en la corteza terrestre) con neutrones [9] o extraerse del agua de mar. Existen dos isótopos estables del litio, ${}^7\text{Li}$ (92.5%) y ${}^6\text{Li}$ (7.5%), que reaccionan con los neutrones produciendo tritio y helio. La reacción con ${}^7\text{Li}$ (Ec. 1.4) tiene lugar con neutrones rápidos, es endotérmica (se absorben 2.47 MeV) y libera neutrones que pueden reaccionar con ${}^6\text{Li}$. La reacción con ${}^6\text{Li}$ (Ec. 1.5), el isótopo menos abundante, es más probable con neutrones lentos, es exotérmica (se liberan 4.80 MeV, ${}^4\text{He}$ (2.05 MeV) y T (2.75 MeV)) y absorbe neutrones:



El nuevo núcleo ${}^4\text{He}$ tiene masa inferior a la suma de las masas de los dos núcleos que se han fusionado para formarlo. La diferencia es liberada según la Ec. 1.1, en forma de energía. El uso de un recubrimiento de litio rodeando al plasma del reactor o dispositivo de fusión permitiría obtener tritio.

Otra de las dificultades para conseguir reacciones D-T con alta temperatura es el control de la densidad y el tiempo de confinamiento adecuado para que se produzcan suficientes reacciones de fusión y el plasma permanezca confinado en un cierto volumen y aislado de otros materiales. En 1957 J. D. Lawson enunció los requisitos para producir una reacción de fusión, es lo que se conoce como Criterio de Lawson [11], que establece que el producto de la densidad iónica y el tiempo de confinamiento determinan las condiciones mínimas para que una reacción de fusión produzca más energía de la que se requiere para ponerla en marcha o de la que se pierde. De aquí deriva el concepto de ganancia de potencia de fusión o Q , que se define como el cociente entre la potencia resultante de las reacciones de fusión y la potencia externa suministrada para el calentamiento del plasma. Así, pueden presentarse 3 situaciones en relación a la potencia de fusión: i) se habla de punto de equilibrio o *breakeven point*, si la potencia necesaria para el calentamiento del plasma iguala a la producida en las reacciones de fusión, por lo que $Q = 1$; ii) plasma en situación de quemado o *burning*, para $Q > 1$ donde el calentamiento es producido por las partículas alfa, producto de las reacciones de fusión, pero la reacción no se mantiene y iii) situación de ignición o *ignition*, condición en la cual las

reacciones de fusión se automantienen sin necesidad de fuentes externas de calentamiento, $Q = \infty$.

Para $Q = 1$ el calentamiento del plasma por reacciones de fusión es de un 16% del total, por lo que la reacción no se automantiene [12]. Un reactor comercial de fusión para producir electricidad deberá ser energéticamente rentable, es decir, la potencia neta generada por las reacciones que en él tengan lugar, deberá ser mayor que la que se consume en crear y mantener el plasma caliente, denso y confinado. El modo más claro de conseguirlo es mediante un proceso automantenido en el que no sea necesario un aporte energético externo, $Q = \infty$. La fórmula original de Lawson [11] establece un límite inferior: el producto la densidad, n_e , [m^{-3}] por el tiempo de confinamiento de la energía del plasma, τ_E [s]. Si se considera que tanto la densidad y temperatura de los electrones e iones es la misma, es decir, la del plasma, para una temperatura media de 25 keV, el doble producto debe ser:

$$n_e \tau_E \geq 1.5 \times 10^{20} [\text{s m}^{-3}]. \quad (\text{Ec. 1.6})$$

No obstante, como figura de mérito se emplea el triple producto, $n_e T \tau_E$, siendo T [keV] la temperatura del plasma y constituye una buena medida de la eficiencia del sistema de confinamiento. En particular, para la reacción de D-T el criterio establece:

$$n_e T_i \tau_E \geq 10^{21} [\text{keV s m}^{-3}]. \quad (\text{Ec. 1.7})$$

Un reactor de fusión operará deseablemente con ganancia $Q = \infty$, aunque un reactor comercial al menos debería alcanzar el denominado *commercial breakeven*, que implica un valor de Q entre 10 y 50. Para lograr este objetivo se han desarrollado principalmente dos líneas de investigación que son el confinamiento inercial y el confinamiento magnético [9]. Los experimentos llevados a cabo en esta tesis se desarrollan en un dispositivo de fusión por confinamiento magnético, por lo que se describirá a continuación.

Confinamiento magnético.

La línea de investigación aquí se fundamenta en el empleo de una botella magnética para confinar el plasma. Los campos magnéticos modifican la trayectoria de las partículas cargadas, sin ceder ni quitar energía a las mismas, de forma que el plasma queda aislado de la cámara de vacío. El confinamiento magnético se consigue porque el plasma, aunque macroscópicamente neutro, está compuesto por partículas cargadas que se desplazan a lo largo de las líneas de campo describiendo trayectorias helicoidales [5]. Por medio del confinamiento magnético se pretenden alcanzar densidades del plasma del orden de 10^{20} m^{-3} , con temperatura muy elevada (10-100 keV) y con un tiempo de confinamiento de la energía alto (1-2 s). Las turbulencias del

plasma y los efectos magnetohidrodinámicos, MHD, pueden provocar que algunas partículas escapen de la zona de confinamiento, que otras partículas externas se mezclen con el combustible y lo diluyan inhibiendo la reacción, o bien, que comprometan la integridad de la cámara de vacío en la que tiene lugar la reacción. La presente memoria se centra precisamente en un dispositivo de fusión por confinamiento magnético.

1.2. DISPOSITIVOS DE FUSIÓN POR CONFINAMIENTO MAGNÉTICO

Tras la Segunda Guerra Mundial, se diseñaron máquinas lineales de plasma con el objetivo de confinar el plasma mediante campos magnéticos. Las ventajas de estos dispositivos eran su extremada estabilidad y la baja difusión anómala a lo largo del campo magnético. Sin embargo, al ser sistemas abiertos las pérdidas de partículas en sus extremos provocaban que el tiempo de confinamiento fuera pequeño, aunque se aumentasen la intensidad del campo o el tamaño del plasma. Ante la imposibilidad de concebir este tipo de dispositivos lineales como futuros reactores de fusión, surgió el concepto de máquina toroidal, donde las líneas de campo no tienen un final, sino que generan superficies magnéticas cerradas y donde, *a priori*, las partículas quedarían perfectamente confinadas [12]. No obstante, el confinamiento del plasma conlleva un gradiente en la presión, ∇p , proporcional a la densidad electrónica del plasma y la temperatura. El gradiente de presión se equilibra en el orden más bajo por la fuerza electromagnética inducida por el producto $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$, donde \mathbf{j} es la densidad de corriente en el plasma [A m^{-2}] y \mathbf{B} el campo magnético [T] [13]:

$$\nabla p = \mathbf{j} \times \mathbf{B}. \quad (\text{Ec. 1.8})$$

A partir de este equilibrio ideal, una línea de campo magnético debe estar sobre una superficie de presión constante en toda su longitud, es decir, $\nabla p \cdot \mathbf{B} = 0$. Como consecuencia del campo magnético toroidal, el plasma está obligado a tener la topología de un toro [14], donde las superficies de presión de plasma constante estén anidadas. Las líneas de campo cubren dichas superficies, bien sea, cerrándose después de varias vueltas, o envolviendo la superficie densamente. Dichas superficies de presión constante se denominan superficies de flujo magnético o simplemente superficies magnéticas, haciendo alusión al flujo de partículas que se produce a lo largo de las líneas de campo. Una visión histórica detallada de la fusión por confinamiento magnético puede consultarse en la referencia [15]. Dentro de estos dispositivos destacan dos conceptos de cara al desarrollo de un futuro reactor de fusión: el *tokamak* y el *stellarator*.

1.2.1. EL TOKAMAK

El dispositivo con el que se han logrado mejores resultados en el campo de la fusión nuclear controlada [5] es el *tokamak* (acrónimo del ruso *toroidal'naya kamera s magnitnymi katushkami* o cámara toroidal con bobinas magnéticas). Fue propuesto por Tamm y Sakharov en 1950 [16] y presenta simetría con respecto al eje central. El campo magnético toroidal es generado por bobinas externas alrededor del toro, representado en la Fig. 1.3 y puede alcanzar varios teslas. El campo magnético poloidal se consigue induciendo una corriente en el seno del plasma en la dirección toroidal. Esta corriente se induce debido a la ley de Lenz (efecto transformador), actuando el propio plasma como circuito secundario. De la combinación de ambos campos resultan las líneas de campo magnético, las cuales tienen forma helicoidal a lo largo del toro.

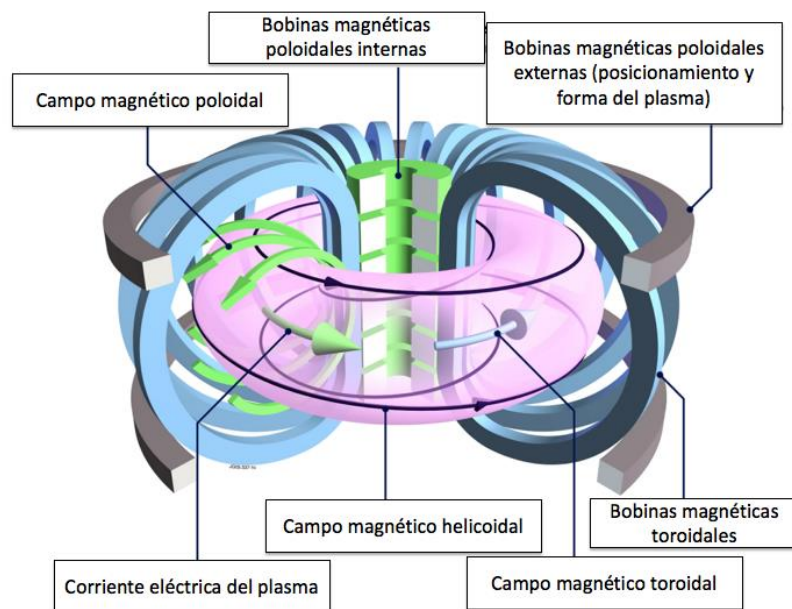


Fig. 1.3 Representación esquemática un tokamak. La generación de corriente se logra por medio de un conjunto de bobinas poloidales que emplean el efecto transformador. El plasma aparece representado en rosa translúcido [17].

El *tokamak* es un dispositivo intrínsecamente pulsado debido a que el confinamiento del plasma es generado por medio de una corriente inductiva que no se puede mantener indefinidamente. Esta limitación puede solventarse parcialmente mediante inducción de corriente por otros medios y con la ayuda de la propia corriente de *bootstrap*, que viene dada por un movimiento neto de carga en la dirección paralela al campo magnético [18, 19], pero con la consecuencia negativa de que se reduce la eficiencia del dispositivo.

En Europa opera desde 1983 el *tokamak Joint European Torus* (JET), situado en Culham (Reino Unido) [20], que es el *tokamak* de mayor volumen en funcionamiento en la actualidad.

El siguiente paso para comprobar tanto la viabilidad de la fusión como fuente de energía, como la operación con pulsos largos y el desarrollo de las tecnologías necesarias para las escalas de un reactor de fusión, es el diseño y construcción del *tokamak* ITER³ [21]. Ubicado en Caradache (Francia), pretende ser el primer dispositivo de fusión que logre una ganancia neta de energía, $Q > 1$. Sus obras de construcción comenzaron en 2010 y se espera que pueda obtenerse el primer plasma de hidrógeno en 2025 y de deuterio-tritio, 10 años más tarde.

En condiciones adecuadas, las partículas α depositan su energía en el plasma, contribuyendo a su calentamiento y sostenimiento, pero la distribución espacial de las partículas α puede verse afectada por inestabilidades magnetohidrodinámicas. Entre las inestabilidades MHD, la conocida como diente de sierra o *sawtooth* se caracteriza porque la temperatura en el centro del plasma tiene una fase de crecimiento lento, seguida por una fase de decaimiento rápido conocida como disrupción o *crash*. En un dispositivo como ITER se espera que la inestabilidad tipo diente de sierra esté presente, por lo que es fundamental estudiar cómo estos dientes de sierra afectan a la distribución de partículas α en *tokamaks*. Si a ello se añade la existencia de disrupciones de corriente debidas a la pérdida rápida de energía y la consecuente terminación brusca del plasma, el *tokamak* no parece ser el esquema de confinamiento más deseable para una planta comercial.

1.2.2. EL STELLARATOR

El otro dispositivo toroidal de confinamiento magnético es el *stellarator* (del latín *stella generator*, generador de estrellas), propuesto por el astrofísico Lyman Spitzer en 1951 [22]. A diferencia de los *tokamak*, los dispositivos de tipo *stellarator* carecen de simetría axial y los campos magnéticos necesarios para confinar el plasma son generados exclusivamente por bobinas externas, sin requerir una corriente eléctrica adicional en el plasma [23]. La ausencia de corriente en el plasma también propicia la desaparición de disrupciones o inestabilidades por dientes de sierra (*sawtooth*). En un *stellarator* el confinamiento es inherentemente estacionario, siempre que se mantengan las corrientes en las bobinas externas, lo que posibilita su funcionamiento de manera continua. Por contra, la dificultad radica en que la geometría de las bobinas no es trivial y esto complica su diseño, lo que retrasó el desarrollo de los *stellarators* con respecto al de los *tokamaks*. Así como las corrientes de *bootstrap* (debidas al movimiento neto de la carga en dirección paralela al campo magnético) son útiles en los *tokamaks* porque

³ ITER: aunque en origen procede de *International Thermonuclear Experimental Reactor*, oficialmente ha dejado de ser un acrónimo y se mantiene su significado relacionado con la palabra latina *iter* (camino). Antiguo acrónimo de *Internacional Thermonuclear Experimental Reactor*, reactor experimental tipo *tokamak*. Su construcción cuenta con la participación de 35 países, entre los que se encuentra España.

permiten reducir la intensidad de la corriente inducida, en los *stellarators* no son deseables porque perturban la configuración magnética y han de ser minimizadas [20]. No obstante, los *stellarators* también tienen otros retos que superar, los dos más importantes son, por un lado, el abastecimiento de combustible del centro del plasma y, por otro, la acumulación de impurezas; este segundo problema se abordará en la presente memoria.

Salvando estas diferencias, la física de los plasmas producidos en *stellarators* y *tokamaks* es similar y complementaria. En el campo de la investigación en *stellarators* destacan el *stellarator* LHD, del *National Institute for Fusion Science* (NIFS) en Toki (Japón), cuyo primer plasma se consiguió en marzo de 1998 [24], y el *stellarator* Wendelstein 7-X, del *IPP-Max Planck für Plasmaphysik* en Greifswald (Alemania), que desde su primer plasma en diciembre de 2015 ha obtenido excelentes resultados en tiempos de confinamiento y densidad [25]. Ambos utilizan bobinas superconductoras para generar los campos magnéticos, con lo que permiten una investigación más orientada hacia los plasmas estacionarios que serán requeridos en un reactor.

1.3. EL STELLARATOR TJ-II

Con el fin de promover las investigaciones en la física de plasmas orientados la fusión por confinamiento magnético y avanzar en los estudios de transporte de energía, materiales y partículas en plasmas calientes, desde 1997 [26] opera en Madrid (España) el *stellarator* TJ-II (*Torus JEN II*), (Fig. 1.4) dispositivo experimental de generación de plasmas de fusión por confinamiento magnético en el que se ha desarrollado esta tesis.

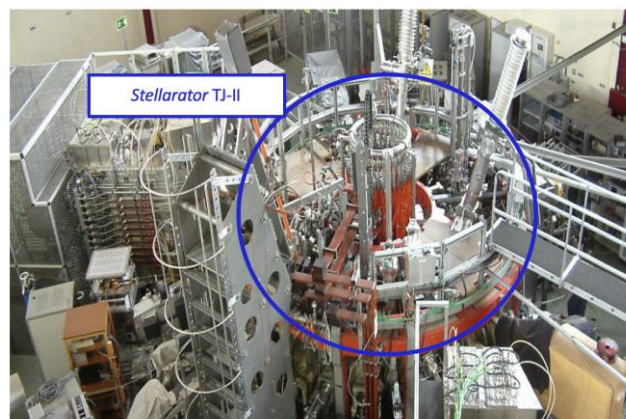


Fig. 1.4 Visión superior del stellarator TJ-II con sus diagnósticos [27].

El TJ-II es un *stellarator* de tipo *heliac* flexible, esto es, su configuración magnética está formada por superficies anidadas en forma de judía que se enrollan helicoidalmente a lo largo del toro con 4 períodos [28, 29, 30], lo que significa que su eje magnético es helicoidal,

confiriéndole una extremada tridimensionalidad. Su diseño flexible posibilita generar una amplia variedad de configuraciones magnéticas.

1.3.1. COMPONENTES Y CARACTERÍSTICAS

El TJ-II, tiene un radio mayor, R , de 1.5 m y un radio medio menor, a , de 0.2 m. Por simplicidad, se suele utilizar el radio menor normalizado, ρ , cuyo valor oscila entre -1 y 1. En la [Fig. 1.5](#) puede verse la cámara de vacío del *stellarator* TJ-II y su plasma representado por la última superficie magnética cerrada. En la [Fig. 1.5.a](#)) se aprecia claramente la periodicidad 4, (por vuelta) así como la helicidad del plasma (amarillo) alrededor del conductor central. La [Fig. 1.5.b\)](#) muestra algunas de las ventanas a través de las cuales se puede abastecer, calentar y diagnosticar el plasma.

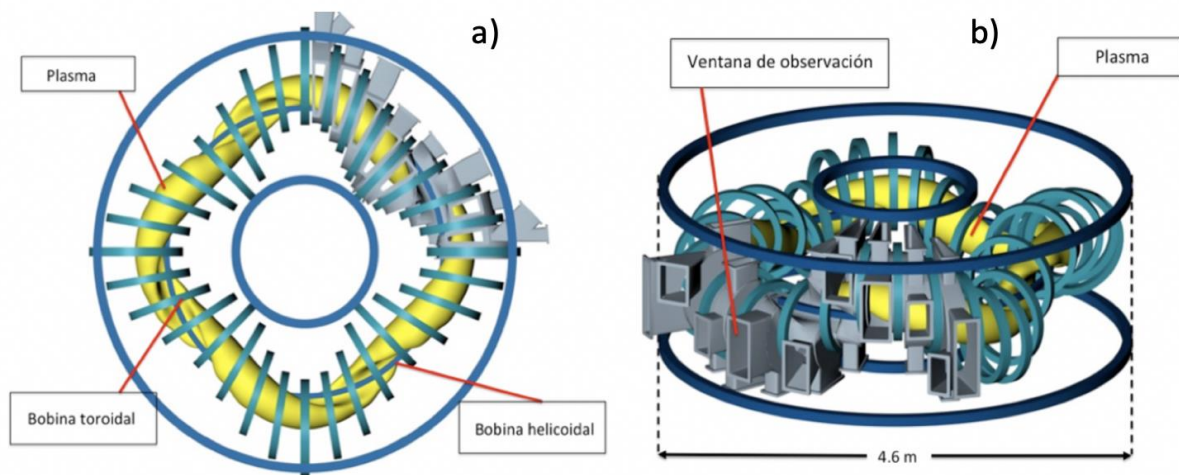


Fig. 1.5 Vista esquemática de la cámara de vacío, bobinas, y representación del plasma (color amarillo) del *stellarator* TJ-II. a) Obsérvese la periodicidad del plasma y su geometría. b) Disposición de las ventanas de vacío para la observación del plasma [31].

Cámara de vacío.

La cámara de vacío del TJ-II está construida en acero austenítico de baja permeabilidad magnética 316 LN (aleación de hierro, cromo, níquel, manganeso). Está constituida por 4 sectores iguales divididos a su vez en 8 octantes ([Fig. 1.6](#)). Estos octantes son de 4 tipos y se disponen simétricamente con su octante semejante, pero invertido. Este diseño responde al aprovechamiento de la simetría de los campos magnéticos del mismo [32].

A cada sector o cuadrante se le asigna para su identificación una letra mayúscula (A, B, C y D), conforme se muestra en la vista superior de la [Fig. 1.6](#). Como cada sector está subdividido en ocho octantes, cada octante o segmento es numerado del 1 al 8 y presenta dos o tres vistas, etiquetadas como *TOP*, *BOTTOM* o *SIDE* y que corresponden a una vista superior, inferior o lateral respectivamente. Los segmentos 1 y 8 tienen un puerto adicional tangencial al

campo magnético, etiquetado como *TANG*. El ángulo toroidal, ϕ , se define coincidiendo con el sistema de coordenadas de referencia utilizado en la construcción del TJ-II. Además, cuenta con 88 puertas de acceso o ventanas de observación (Fig. 1.5) para los diagnósticos del plasma, los sistemas de calentamiento y los sistemas de inyección de gas. La tasa total de fuga teórica de la cámara de vacío después de la soldadura final de los octantes es inferior a 10^{-9} mbar s^{-1} .

La vasija está preparada para trabajar con presiones inferiores a 10^{-8} mbar (ultra-alto vacío), siendo su presión base en operación menor que 10^{-7} mbar. El sistema de vacío consiste en un conjunto de 4 bombas turbomoleculares con una velocidad de bombeo nominal de 1600 $l\ s^{-1}$ cada una de ellas simétricamente espaciadas [33].

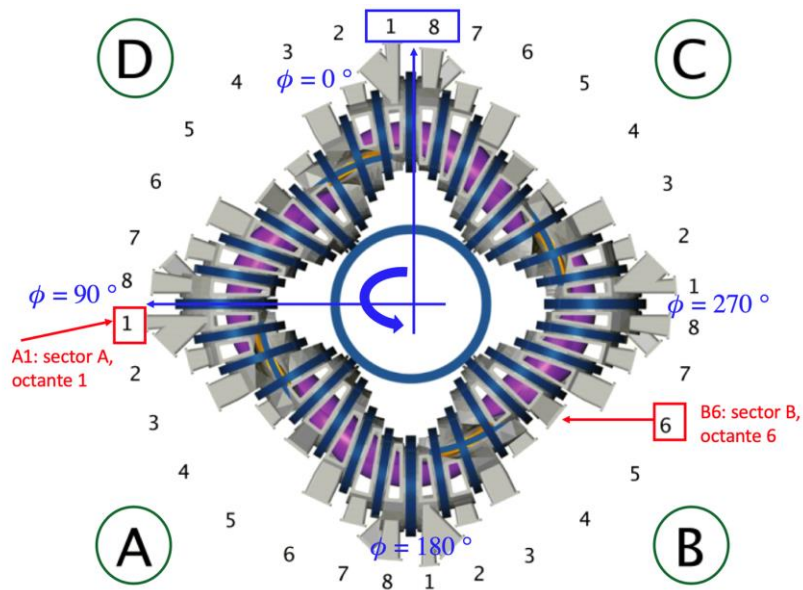


Fig. 1.6 Representación esquemática de los sectores del TJ-II donde se indica la nomenclatura de los octantes, el ángulo toroidal y el sentido de giro del mismo, desde una vista superior (TOP). Según el criterio establecido en su construcción, se nombra A1 al octante 1 del sector A y B6 al octante 6 del sector B. El ángulo toroidal $\phi = 0^\circ$ se sitúa entre los segmentos C8 y D1, y aumenta en sentido contrario a las agujas del reloj [31].

Por medio de plasmas tenues de helio (descargas *glow*) se eliminan sustancias que se encuentran en las paredes interiores de la cámara de vacío y que contaminarían el plasma que se generara, principalmente agua. Con el fin de reducir la presencia de las impurezas en el plasma (se entiende por impureza cualquier elemento que no forme parte del gas de trabajo), fundamentalmente las que son elementos pesados (alto número atómico), la cara interior de la cámara de vacío se recubre de boro y/o litio en parafina (véase epígrafe 2.1.3). Con estas técnicas de boronización y litiado se logran descargas con baja concentración de impurezas y apropiado control de densidad electrónica [34]. Debido a la complicada geometría de la cámara

de vacío y a la disposición de las ventanas ópticas, los diagnósticos requieren diseños que conduzcan a resultados funcionales y compactos.

Bobinas.

Gracias a la combinación de un conjunto de bobinas externas poloidales, toroidales y verticales se genera el campo magnético con la configuración deseada.

Configuraciones magnéticas.

Las líneas de campo magnético forman, dentro de la cámara de vacío, las superficies magnéticas: cerradas, concéntricas, anidadas y con forma de judía más o menos indentada según la configuración magnética. El movimiento de las partículas cargadas está restringido a estas superficies [35]. Dado que su movimiento a lo largo de las líneas de campo es mucho más rápido que en la dirección perpendicular, las partículas presentan las mismas propiedades termodinámicas, como densidad, temperatura y presión, en una superficie magnética. Cuando se desea tener una configuración magnética dada se fijan las corrientes de las bobinas, de tal forma que la corriente de las bobinas toroidales sea la adecuada para que el plasma absorba óptimamente las ondas electromagnéticas de radiofrecuencia empleadas para calentarlo. La nomenclatura usada en el TJ-II para denominar las diferentes configuraciones magnéticas consiste en tomar las décimas de kA/vuelta de las corrientes de la bobina circular central, la helicoidal y las de campo vertical, que se redondean y se separan por guiones bajos. Así, la configuración estándar se denomina 100_44_64 y se corresponde a las corrientes $I_{\text{circular}} = 10.03$ kA, $I_{\text{helicoidal}} = 4.41$ kA e $I_{\text{vertical}} = 6.38$ kA, por vuelta en las bobinas.

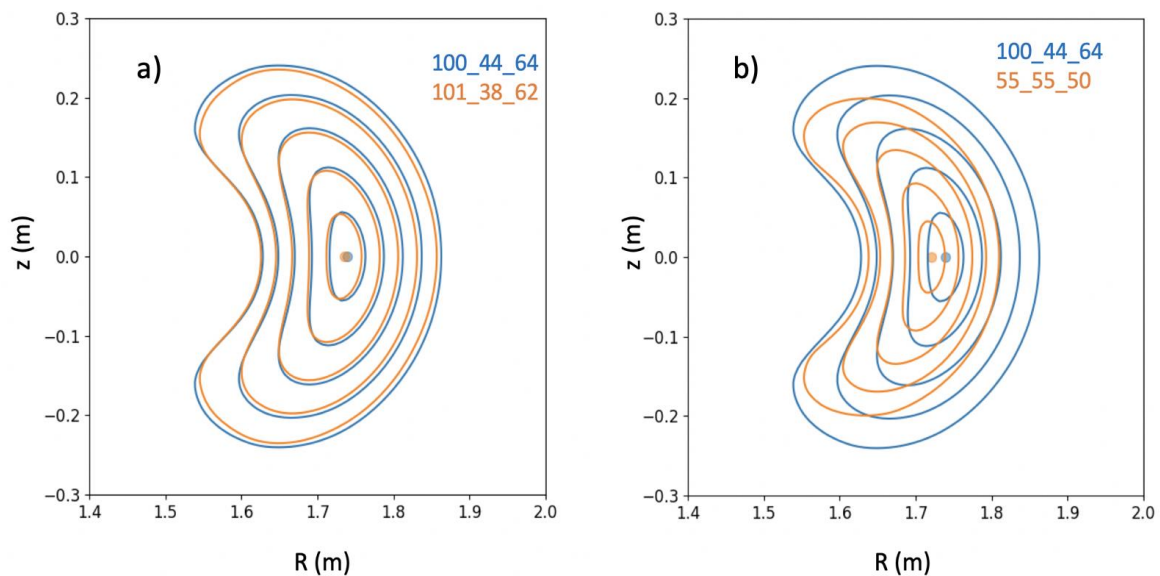


Fig. 1.7 Corte poloidal esquemático de las superficies magnéticas que permite observar las superficies magnéticas teóricas del TJ-II en el ángulo toroidal $\varphi = 0^\circ$ para la configuración

estándar o 100_44_64 (azul en ambas representaciones) del stellarator TJ-II. Sobre ellas, a) las superficies teóricas para la configuración 101_38_62 (naranja), ligeramente de menor volumen y b) las superficies magnéticas teóricas de la configuración 55_55_50 (naranja). En sendas gráficas ambas superficies teóricas se representan en función del radio mayor, R , y de la posición vertical con respecto al eje central, z . El punto central de cada configuración representa el eje magnético.

En la [Fig. 1.7](#) se muestran las formas teóricas de las superficies magnéticas de varias configuraciones. La forma de las superficies varía con el ángulo toroidal, φ , aunque se repite cada 90° , debido a la periodicidad, M , 4 del campo magnético.

1.3.2. SISTEMAS DE CALENTAMIENTO EN EL STELLARATOR TJ-II

El encendido y el calentamiento del TJ-II son posibles gracias a que tiene instalados dos girotrones (generadores de microondas de alta potencia) sintonizados al segundo armónico (53.2 GHz) de la resonancia ciclotrónica electrónica (26.6 GHz) en el eje magnético. Cada girotrón es capaz de inyectar en el plasma hasta 300 kW de potencia de microondas durante un pulso de duración máxima de hasta 1 segundo [36]. Este tipo de calentamiento se denomina calentamiento por la resonancia ciclotrónica electrónica y se conoce por sus siglas en inglés ECRH (*Electron Cyclotron Resonance Heating*).

Existen dos líneas de transmisión de microondas mediante espejos [37] ubicadas en posiciones toroidales simétricas. Las ondas son inyectadas perpendicularmente (modo de polarización X, de eXtraordinario) a las superficies magnéticas de la configuración, debido a la mayor eficiencia de absorción de la inyección perpendicular frente al modo de polarización ordinario (modo O, de Ordinario) para los valores de densidad y temperatura del TJ-II. Los haces se encuentran espacialmente sintonizados para evitar una generación adicional de corriente (véase [Fig. 1.8](#), donde se muestra la ubicación de los sistemas de ECRH bajo las siglas GR1 y GR2). El último espejo de la línea de transmisión se encuentra en el interior de la cámara de vacío y permite modificar el ángulo de lanzamiento del haz de microondas (9.5 mm de radio), lo que posibilita modificar la eficiencia de absorción y la deposición de la energía. Si el haz se enfoca sobre el eje magnético se habla de calentamiento en eje (*on-axis*) y si el haz se orienta a otra zona se habla de calentamiento fuera de eje (*off-axis*). La frecuencia a la que son absorbidas las ondas depende del campo magnético, existiendo un valor máximo de la densidad electrónica donde no se propaga el calentamiento ya que se produce reflexión total de las ondas sobre la superficie del plasma. A partir de dicho valor de densidad, que para los parámetros de las microondas inyectadas en TJ-II tiene una densidad de corte (*cut-off*) de aproximadamente $1.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, las ondas son reflejadas totalmente y no calientan el plasma.

El segundo sistema de calentamiento está compuesto de dos inyectores de haces neutros, NBI-1 co-inyección y NBI-2 contra-inyección [38]. Los átomos de hidrógeno inyectados, proceden de un acelerador de iones H^+ , H_2^+ y H_3^+ , con energías máximas de 32, 16 y 10.7 keV respectivamente, en la proporción nominal 80:10:10 en su fuente [39]. Tras su paso por un neutralizador, entran en la cámara de vacío sin desviarse hasta que alcanzan el borde del plasma en la proporción 55:25:20 [40]. Como resultado de las colisiones elásticas e inelásticas con los electrones e iones del plasma, los átomos del haz pueden ionizarse y ceder o no parte de su energía. La eficiencia de este tipo de calentamiento depende, de la distribución espacial de los campos magnéticos que encuentra el haz, de la energía de los átomos de hidrógeno inyectados y de la densidad de partículas existente previamente. Con ambos inyectores se introducen en el plasma haces de átomos de hidrógeno de alta energía (32 keV) en dirección casi paralela al campo magnético toroidal, en el mismo sentido al inyectar el NBI 1 (sentido antihorario, visto desde arriba de la Fig. 1.8) y en sentido opuesto al inyectar el NBI 2 (sentido horario, visto desde arriba de la Fig. 1.8). Los principales parámetros de los haces neutros se encuentran recogidos en la tabla 1.1. El empleo de ambos inyectores permite alcanzar una mayor eficiencia y evita descompensar el plasma, ya que un único NBI puede ceder momento en la dirección toroidal y generar corrientes [41]. Los plasmas de hidrógeno y helio calentados mediante ECRH alcanzan temperaturas y densidades electrónicas centrales de hasta 2 keV y $1.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, mientras que los plasmas calentados mediante NBI alcanzan temperaturas y densidades electrónicas centrales de hasta 0.4 keV y $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, respectivamente, con una temperatura iónica y una energía almacenada en el plasma de 70 a 100 eV y 1.5 kJ al ser calentado con ECRH y de 100 a 125 eV y 4.8 kJ al ser calentado con NBI [41, 42].

Parámetro	NBI
Potencia Nominal Inyectada	$\leq 550 \text{ kW}$
Voltaje Nominal de Aceleración	30 - 32 kV
Anchura del pulso	100-120 ms
Divergencia teórica	1.3°

Tabla 1.1 Características principales de los haces de inyección de neutros de hidrógeno para calentamiento en el stellarator TJ-II [43]. En el inyector NBI 1 la dirección de inyección es en sentido antihorario (co-inyección), mientras que en el haz de NBI 2 la dirección de inyección se produce en sentido horario (contra-inyección).

La combinación de pulsos de $\leq 300 \text{ ms}$ de duración con calentamiento ECR, con pulsos de $\leq 120 \text{ ms}$ de duración con calentamiento NBI superpuesto, unido a la flexibilidad de

configuraciones, posibilita un amplio rango de operación en el TJ-II que varía entre 0.3-1.6 MW de potencia depositada de entrada, una densidad electrónica entre 0.3 y 0.5×10^{19} partículas m^{-3} , radios menores entre 0.1 y 0.2 m y volumen de plasma entre 0.5 y 1.2 m^{-3} .

1.3.3. OPERACIÓN DEL *STELLARATOR* TJ-II

El suministro de combustible (*puffing*) se lleva a cabo normalmente utilizando un conjunto de válvulas piezoeléctricas distribuidas toroidalmente alrededor del recipiente de vacío que son accionadas por una señal de tensión preprogramada [44]. El caudal medio de hidrógeno para cada válvula es de 3.5×10^{19} partículas s^{-1} . También se ha desarrollado un sistema compacto de inyección criogenizada de perdigones de hidrógeno (*pellets*) de 4 barriles, destinado tanto para el diagnóstico de plasma activo como fuente de alimentación del plasma. Inyecta perdigones de hidrógeno congelado con diámetros de 0.4 a 1 mm, que se aceleran a velocidades entre 800 y 1200 m s^{-1} [45, 46 y 47].

La sala de control del TJ-II, donde se encuentran los responsables de la operación y los encargados de los diagnósticos, se ubica junto a la nave experimental, donde se hallan el TJ-II, los diagnósticos y los equipos necesarios para la operación. La nave experimental es un recinto cerrado, con fuertes medidas de seguridad y acceso restringido, en el que no se permite la presencia de persona alguna durante la operación, debido a la existencia de fuertes campos magnéticos y radiación (tasa de rayos X superior a $0.5 \mu\text{Sv/h}$) alrededor del TJ-II. La duración de los pulsos eléctricos en el dispositivo TJ-II es de aproximadamente unos 2 segundos, en los cuales se alimentan las corrientes de las bobinas, se introducen los gases dentro de la cámara de vacío y se encienden los girotrones, para que calienten el gas. Primero, se empieza subiendo las corrientes en las bobinas en $t = 0$ ms. Dichas corrientes alcanzan los valores pre-programados en 1000 ms, cuando se alcanza un valor estacionario (*plateau*) en las corrientes de las bobinas (~ 300 ms). Típicamente, se inyecta una cantidad de gas controlada en la cámara de vacío en 980 ms (durante 3 a 7 ms), los girotrones comienzan en 1060 ms y se mantienen inyectando microondas durante un intervalo de 100 a 300 ms. Los parámetros del plasma se estabilizan entre 5 y 20 ms después de iniciar el calentamiento. Una vez que se apagan los sistemas de calentamiento, el plasma se enfría y pierde su energía.

1.3.4. DIAGNÓSTICOS HABITUALES EN EL *STELLARATOR* TJ-II

A partir de observaciones experimentales de los procesos físicos y efectos asociados que se producen en el plasma, se puede obtener información relevante, por lo que se habla de diagnóstico del plasma [48]. En la Fig. 1.8 se muestra la localización de los principales diagnósticos del TJ-II.

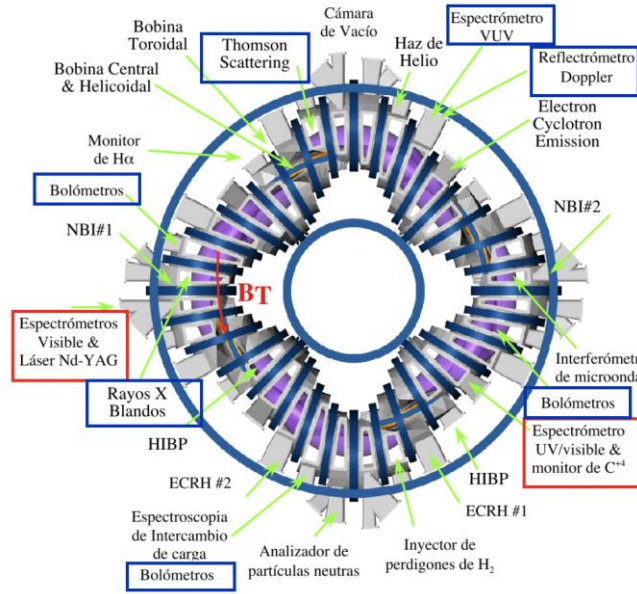


Fig. 1.8 Localización de los principales diagnósticos del stellarator TJ-II. También se muestran las dos líneas de calentamiento de ECR (ECRH #1 y #2), así como las líneas de inyección de partículas neutras para calentamiento (NBI#1 y NBI#2) y se señala la localización de los espectrómetros y el láser de Nd:YAG (rectángulos azules) y los sistemas auxiliares (rectángulos rojos) que serán empleados en los experimentos que recoge esta memoria [31].

Esparcimiento Thomson, (*Thomson scattering*).

Para obtener los perfiles de densidad y temperatura electrónica en un instante preciso se emplea un láser pulsado de rubí y se analiza el espectro del esparsimiento incoherente del haz de fotones, debido a su interacción con los electrones del plasma. Para ello se cuenta con un espectrómetro provisto de dos detectores multicanales [49, 50, 51, 52].

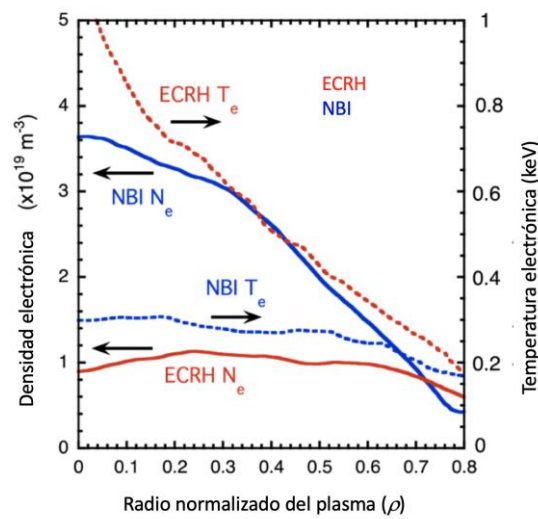


Fig. 1.9 Perfiles de densidad (N_e) en trazo continuo y temperatura electrónica (T_e) en trazo discontinuo de esparsimiento Thomson típicos del TJ-II con calentamiento ECR (en rojo) y con calentamiento NBI (en azul).

La [Fig. 1.9](#) muestra los perfiles típicos de densidad y temperatura obtenidos a partir de las medidas de esparramiento Thomson en plasmas con calentamiento ECRH y NBI en el *stellarator* TJ-II.

Bolometría.

Para estimar las pérdidas totales de energía del plasma por radiación se emplean detectores bolométricos, con respuestas bien caracterizadas y sensibles a todo el rango espectral relevante (2 eV a 4 keV). El sistema de bolometría consta de 3 matrices de fotodiodos de silicio (AXUV-20EL, *Absolute eXtreme Ultra Violet*, de International Radiation Detectors Inc., California, EE. UU.) agrupados formando 20 canales ([Fig. 1.10](#)) o cuerdas de visión poloidal, que miden la emisión proveniente de diferentes cuerdas del plasma, y que, tras un proceso de inversión, permiten calcular su emisión local [\[53\]](#) (para tomografía ubicada en la parte superior) y puertos laterales en los sectores B7 ($\varphi = 255.5^\circ$), y tres matrices de 16 canales (AXUV-16EL) ubicados en dos puertos superiores idénticos de los sectores D7 ($\varphi = 75.5^\circ$) y A7 ($\varphi = 155.5^\circ$) y en el puerto inferior del sector C2 ($\varphi = 284.5^\circ$), para monitorear hacia arriba y hacia abajo asimetrías toroidales en la radiación global de plasma [\[54\]](#), (véase [Fig. 1.8](#)).

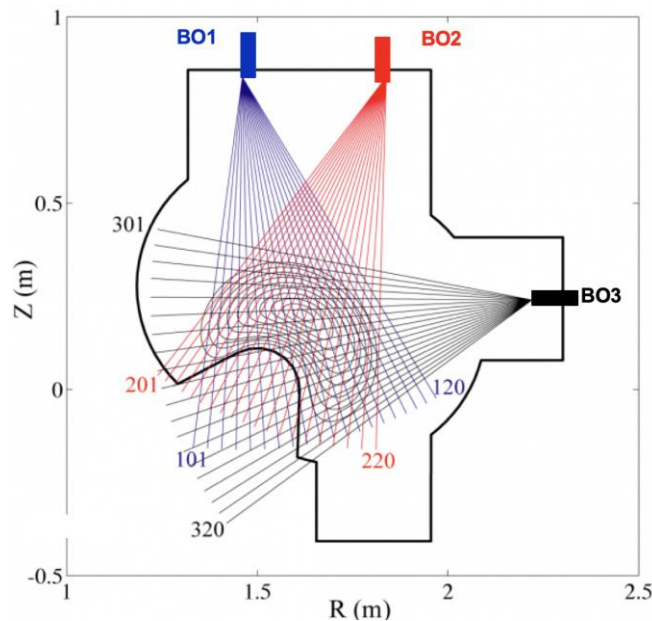


Fig. 1.10 Sección transversal esquemática de la vista del sistema de bolometría instalado en el sector B7 del TJ-II con un ángulo toroidal $\varphi = 215.5^\circ$. Obsérvense las 20 líneas de visión poloidal de cada uno de ellos [\[54\]](#).

Rayos X.

Para detectar la radiación en el rango de los rayos X, se utilizan 5 detectores tipo *pin-hole* provistos con filtros de berilio y sensores de silicio, germanio y yoduro sódico que permiten contar los fotones emitidos por el plasma con discriminación en energía de fotones dependiendo

del sensor: 2-20 keV (rayos X blandos o *Soft X-Ray*), 20-100 keV (Rayos X intermedios o *Intermediate X-Ray*) y 80-200 keV (rayos X duros o *Hard X-Ray*).

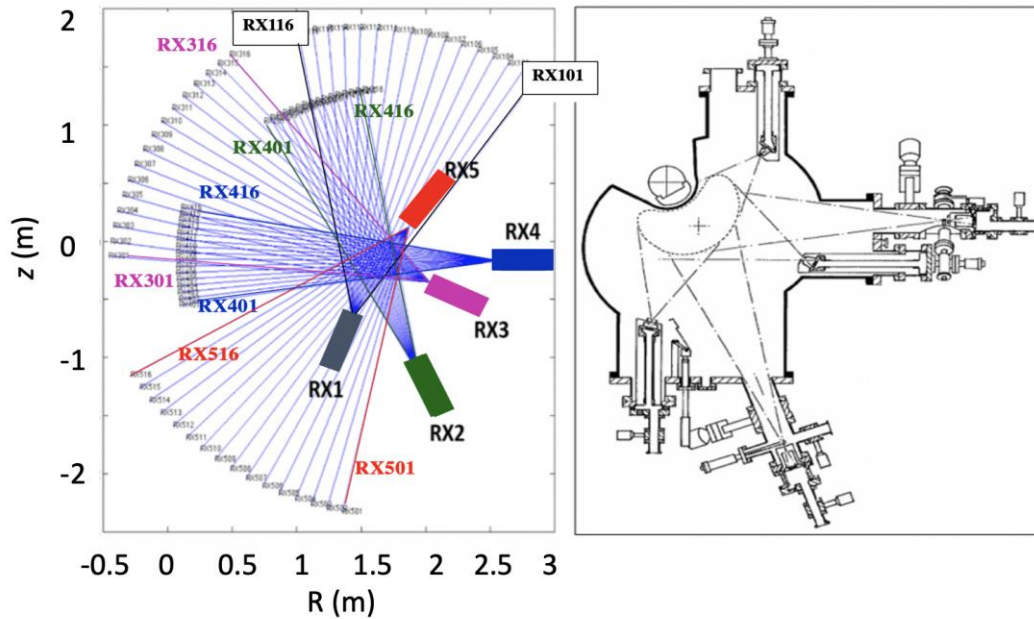


Fig. 1.11 Sección transversal esquemática de la vista del sistema de rayos-X instalado en el sector A2 del TJ-II con un ángulo toroidal $\varphi = 104.5^\circ$. Obsérvense las 16 líneas de visión poloidal de cada uno de ellos [51].

El sistema permite determinar la función de distribución de energía electrónica y poder caracterizar poblaciones epitérmicas o supratérmicas. Cuatro de las cámaras poloidales se ubican en el sector A2 con un ángulo toroidal de 104.5° . Cada uno de ellas tiene 16 cuerdas de visión poloidal, (Fig. 1.11) por lo que las diferentes cámaras de matrices de diodos permiten realizar reconstrucciones tomográficas de la emisión de rayos X del plasma [51] con una resolución poloidal de 2 cm. Su medida posibilita, así mismo, determinar la carga efectiva del plasma, Z_{eff} , del plasma, cuya importancia se explica en la [sección 3.3](#).

Interferometría.

La evolución temporal de la densidad media a lo largo de una cuerda central se obtiene con un interferómetro heterodino de 2 mm y 140 GHz. El perfil de temperatura electrónica y su evolución temporal continua se consiguen con un radiómetro calibrado absolutamente de 16 canales, canales de ECE, que mide la intensidad de emisión alrededor del segundo armónico de la emisión ciclotrónica [55, 56].

Sondas y partículas.

Para obtener información de la densidad, temperatura y potencial en el borde del plasma, así como de sus fluctuaciones se dispone de sondas rápidas de Langmuir [57]. Para determinar la temperatura iónica y su perfil espacial, se dispone de dos analizadores de partículas neutras

(*Neutral Particle Analyzer*, NPA), móviles angularmente, que permiten analizar los flujos y la distribución energética de los neutros rápidos producidos por reacciones de intercambio de carga en el seno del plasma [58]. La evolución espacio-temporal del potencial del plasma se consigue con sendas sondas de iones de cesio, Cs^+ , o *Heavy Ion Beam Probes* (HIBP), que inyectan Cs^+ en el plasma con energía entre 100 y 200 keV. La interacción del Cs^+ con el plasma produce un abanico de iones secundarios que son desviados más fuertemente por el campo magnético. Dichos iones secundarios se recogen en un analizador y proporcionan información sobre el potencial eléctrico en el volumen de muestra analizado [59]. El sistema dual de sondas de iones pesados convierte al *stellarator* TJ-II en un dispositivo único capaz de obtener mapas del potencial del plasma.

Con el fin de determinar las pérdidas de iones rápidos escapados en el borde del plasma se emplea una sonda luminiscente que ejerce de detector de iones rápidos o *Fast Ion Loss Detector*, (FILD). El detector permite estimar los flujos y la distribución energética de los iones fugados del plasma que llegan al material luminiscente, siendo singular en su modo de trabajo de conteo de partículas rápidas [60, 61].

Diagnósticos magnéticos.

Para determinar la corriente total, el contenido total de energía del plasma y el nivel de fluctuaciones magnéticas del mismo se dispone de bobinas de tipo Rogowski, diamagnéticas y de Mirnov, respectivamente [62]. Éstas últimas son dos matrices lineales verticales, que monitorean las fluctuaciones magnéticas en los sectores B5 ($\varphi = 232^\circ$) y C4 ($\varphi = 308^\circ$).

Haces atómicos.

Para determinar los perfiles de densidad y temperatura en el borde del plasma se estudia la emisión de tres líneas espectrales (667.8, 706.7 y 728.1 nm) proveniente de la interacción de un haz atómico de helio supersónico con el plasma [63, 64].

1.3.5. DIAGNÓSTICOS DE VUV, UV Y LUZ VISIBLE

Cabe destacar que la mayoría de las líneas ultravioleta de vacío (VUV) tienen su origen en iones altamente ionizados, por lo que proceden del centro del plasma del TJ-II. En contraste, la mayoría de las líneas del espectro ultravioleta (UV) y visible (VIS) proceden de emisiones más externas próximas al borde como se explicará con más detalle en el [capítulo 2](#). Para cubrir el rango de longitud de onda de 20 a 220 nm, se opera un espectrómetro ultravioleta de vacío de incidencia normal, de $f/10.4$ y 1 m, equipado con redes de difracción intercambiables de 1200 y 3600 líneas mm^{-1} y una cámara tipo CCD (*Charge Couple Device*) con retroiluminación de 400×1340 píxeles (siendo cada pixel de $20 \times 20 \mu\text{m}$) y que graba un espectro cada 3.8 ms. Se ha

utilizado para realizar estudios espectrales como la identificación de impurezas del plasma [65], para obtener temperaturas de iones de impurezas [66] y para realizar estudios especializados (por ejemplo, estudiar los iones rápidos de oxígeno presentes en los plasmas durante la fase de calentamiento de inyección de haces neutros) [40, 67].

Para monitorizar la emisión proveniente de átomos de hidrógeno hay un conjunto de sensores con fotodiodos de silicio y filtros interferenciales con anchos de banda de 1 nm y 10 nm. Están centrados en la línea de Balmer H_α del hidrógeno ($\lambda = 656.3$ nm) y colocados en diferentes posiciones toroidales del TJ-II. Los monitores de H_α para *puffing* observan la entrada del gas. Los monitores de H_α de los limitadores permiten observar las áreas de interacción del plasma con los limitadores y detectar posibles asimetrías. Los monitores H_α en vista tangencial permiten monitorizar una cuerda del plasma, permitiendo optimizar el proceso de arranque de la descarga [68].

El resto de diagnósticos de visible se explicarán en detalle en la [sección 2.2](#), puesto que serán los que principalmente se empleen en la presente memoria.

1.4. JUSTIFICACIÓN Y DESCRIPCIÓN DE LOS OBJETIVOS DE LA TESIS

Los diagnósticos permiten caracterizar los distintos parámetros del plasma, cuyo estudio ayuda a la comprensión de la física involucrada en los plasmas de fusión por confinamiento magnético. Para avanzar en las investigaciones que persiguen mantener el plasma en estado de ignición se precisa conocer qué condiciones favorecen ese estado y qué situaciones son desfavorables. En este sentido, es sabido que las interacciones (con o sin contacto) entre el borde de plasma y las superficies circundantes de la cámara de vacío influye profundamente en las condiciones que se pueden conseguir en el centro del plasma, por lo que representa uno de los elementos clave en el comportamiento de los dispositivos de fusión por confinamiento magnético [2, 69]. El borde del plasma y la pared constituyen un sistema fuertemente acoplado cuyas interacciones se extienden desde escala atómica (eV) hasta disrupciones o colapsos radiativos (MJ). La fuerte interacción de los átomos e iones provenientes del plasma con las paredes da lugar a una serie de procesos (pulverización, erosión química, atrapamiento, reflexión, etc., que se describirán brevemente en el [capítulo 2](#)). Estos mecanismos afectan al balance de partículas del plasma (reciclado de hidrógeno e inducen la liberación de material de la pared que se convierte en impurezas del plasma que erosionan la pared, afectando a la vida útil del dispositivo. La presencia de impurezas en el plasma provoca bien, la dilución del

combustible y, en consecuencia, su enfriamiento o bien puede comprometer la integridad de la cámara de vacío al redepositarse en las paredes de la misma.

Debido a la necesidad de profundizar en los mecanismos implicados en la generación y transporte de impurezas, para poder minimizar su efecto en los plasmas de fusión por confinamiento magnético, se han llevado a cabo estudios teóricos y experimentales [70, 71, 72]. Junto con una comprensión más profunda de los resultados experimentales, los desarrollos teóricos han permitido mejorar la estimación de los niveles de impurezas potenciales y de los requisitos de control de las mismas en futuros reactores de fusión. A pesar de que se ha hecho un enorme esfuerzo para comprender todos los mecanismos involucrados, algunos resultados experimentales no se comprenden completamente o bien, las simulaciones teóricas han de ser validadas experimentalmente. En este sentido, el control de las impurezas sigue siendo un desafío y el TJ-II, un excelente banco de trabajo donde testear estos problemas dado su tamaño medio, su flexibilidad en configuraciones y los procedimientos asentados de boronización y litiado en el tratamiento de la pared.

De cara al desarrollo y optimización de futuros reactores de fusión sería conveniente contar con métodos para caracterizar las impurezas presentes en la pared de la cámara de vacío y en el plasma simultáneamente; o que permitieran la cuantificación indirecta de las impurezas mediante la determinación de la carga efectiva iónica. Por lo tanto, es preciso disponer de una visión de conjunto de las impurezas presentes, que sirva para decidir si hay que implementar acciones para evitar los efectos adversos que pudieran provocar. De igual manera, el estudio de los efectos producidos mediante la inyección de impurezas extrínsecas posibilitaría extrapolar los resultados a futuros reactores de fusión. Por este motivo, en esta tesis, se identifican las impurezas intrínsecas presentes en el plasma del TJ-II, se siguen estados de ionización de las mismas, con resolución temporal a lo largo de descargas de interés y se estima la carga efectiva del plasma con el mismo dispositivo experimental, al tiempo que se desarrolla una técnica *in-situ*, aprovechando los diagnósticos disponibles, para determinar la composición hidrogénica de la pared y compararla simultáneamente con la composición hidrogénica del plasma. Finalmente, se procede a la inyección de impurezas extrínsecas, aprovechando la misma instrumentación, para conocer su efecto en el transporte del plasma. Los objetivos de este trabajo son, por consiguiente:

(O1). El empleo de la espectroscopia en los rangos visible y ultravioleta en el *stellarator* TJ-II para reconocer las líneas espectrales presentes identificando los elementos y sus estados de ionización correspondientes, y regiones del espectro continuo libres de líneas espectrales.

(O2). La determinación de la carga efectiva del plasma mediante técnicas espectroscópicas en las regiones del espectro ultravioleta (UV) próximo, visible (VIS) e infrarrojo cercano (NIR) libres de líneas espectrales.

(O3). La aplicación de una técnica *in-situ* novedosa basada en la ablación por láser de las capas de litio y boro depositadas sobre la pared interior de la cámara de vacío del *stellarator* TJ-II para monitorizar simultáneamente las impurezas presentes en dichas capas, en el plasma y la composición hidrogénica de la superficie de la pared.

(O4). El empleo de la técnica de soplado por láser para inyectar impurezas extrínsecas en el plasma con el fin de estudiar el transporte de iones en el plasma mediante el análisis de la evolución temporal de sus emisiones espectrales.

Para ello el trabajo se organiza de la siguiente manera. En el [capítulo 2](#), se revisan los fundamentos teóricos de la emisión de radiación en plasmas de alta temperatura y los procesos atómicos responsables, así como los mecanismos de interacción plasma-pared. Además, se describen los dispositivos experimentales empleados en el *stellarator* TJ-II. Se utiliza un espectrómetro de baja resolución y amplio espectro para identificar líneas espectrales emitidas por las impurezas y regiones libres de líneas, un espectrómetro de alta resolución para estudiar las líneas espectrales con más precisión y un láser de Nd:YAG⁴ (niodimio dopado con itrio, aluminio y granate) como principal instrumentación para llevar a cabo los experimentos apropiados. En el [capítulo 3](#) se investiga la radiación espectral discreta que permitirá identificar la presencia de impurezas en el espectro visible de los plasmas del *stellarator* TJ-II, así como la radiación continua en el rango visible. Se analizan los espectros obtenidos con los diferentes detectores y se identifican, por un lado, las impurezas que dan lugar a esas emisiones discretas y, por otro, las regiones libres de líneas, que permitirán calcular la carga efectiva del plasma. Los resultados de los distintos experimentos se discuten y comparan con los obtenidos mediante otras técnicas.

El [capítulo 4](#) está dedicado al estudio de la composición isotópica del plasma y la composición hidrogénica de la pared de la cámara de vacío, desarrollando para ello un método *in-situ* de espectroscopia inducida por ruptura láser, dada la importancia de conocer la relación

⁴ El láser Nd:YAG es un láser de estado sólido que utiliza un medio de ganancia o dopante, el neodimio triplemente ionizado, que puede funcionar en modo pulsado continuo a la longitud de onda típicamente de 1064 nm.

de isótopos de cara al desarrollo de futuros dispositivos de fusión como ITER o DEMO⁵. Finalmente, con el mismo láser se realizan experimentos de inyección de impurezas mediante la técnica de soplado por láser, que se recogen en el [capítulo 5](#), cuya finalidad es evaluar el transporte de iones mediante el estudio de la evolución temporal de sus emisiones espectrales. Las conclusiones generales y los objetivos alcanzados se presentan en el [capítulo 6](#), abordando un estudio amplio de impurezas y recogiendo las conclusiones de la aplicación de las técnicas espectroscópicas empleadas, así como las futuras líneas de investigación abiertas.

⁵ DEMO, *Demonstration Power Plant*, acrónimo de central eléctrica de demostración. Será la sucesora de ITER. Con la transición de ITER a DEMO, la fusión pasará del laboratorio a un programa impulsado por la industria y la tecnología. Pretende poder generar entre 300 y 500 MW de electricidad neta operando con un ciclo de combustible cerrado de D-T. Un criterio clave para DEMO es la producción de dicha electricidad, aunque no al precio y las cantidades de las centrales comerciales. Sentar las bases para DEMO es el objetivo del programa de trabajo *EUROfusion Power Plant Physics & Technology* (PPPT).

CAPÍTULO 2. LA ESPECTROSCOPIA

El empleo de la espectroscopia de visible y ultravioleta en el *stellarator* TJ-II permitirá identificar y cuantificar átomos e iones presentes en el plasma, en particular en el borde, y las regiones del espectro continuo libres de líneas espectrales, determinando también su origen. La identificación de regiones libres de líneas espectrales formará la base para la implementación de un sistema experimental que permitirá estimar la carga efectiva de plasmas típicos del TJ-II. Para ello, este capítulo comenzará explicando brevemente los diferentes procesos que producen impurezas en el plasma, se hará un breve recorrido por las principales impurezas de los dispositivos de fusión y se tratarán las consecuencias derivadas de su presencia. A continuación, se describirán los fundamentos básicos de la espectroscopia óptica y, en particular, se abordarán los fundamentos teóricos relacionados con la emisión de radiación en plasmas de alta temperatura como son los plasmas de fusión. Finalmente, se describirán las técnicas espectroscópicas en el rango del espectro visible utilizadas en esta memoria, tanto activas como pasivas, así como los materiales y métodos empleados para implementarlas en el *stellarator* TJ-II a fin de llevar a cabo los experimentos objeto de esta memoria.

2.1. LA INTERACCIÓN DEL PLASMA CON LA PARED: GENERACIÓN DE IMPUREZAS Y SU CONTROL

La interacción plasma-pared se refiere a los fenómenos que tienen lugar como consecuencia del contacto directo o indirecto del plasma con la pared de la cámara de vacío que lo contiene. Para la comprensión de la terminología propia, asociada a esta fenomenología, es preciso conocer algunos conceptos. Así, la superficie de campo magnética cerrada más externa del plasma se llama separatríz o última superficie de flujo cerrado (*Last Closed Flux Surface*, LCFS). La región entre la separatríz y la pared de la cámara de vacío se denomina *scrape-off layer*⁶ (SOL) y contiene niveles significativos de impurezas no completamente ionizadas y partículas neutras. En la [Fig. 2.1](#) puede verse una representación esquemática de esta área. En el núcleo de un plasma de fusión en ignición (*plasma core* o simplemente *core*), la contaminación por impurezas debe mantenerse por debajo de un nivel crítico para evitar que el gas se diluya y disminuya el rendimiento de la reacción.

La acumulación de impurezas en los plasmas de los dispositivos de fusión supone uno de los obstáculos más importantes que han de salvarse en el camino hacia el desarrollo de los

⁶ *Scrape-off Layer*, siglas en inglés para designar a la región de plasma caracterizada por líneas de campo abierto se ubica fuera de la última superficie de flujo cerrada (LCFS). El transporte en la SOL es predominantemente convectivo (en lugar de difusivo).

futuros reactores de fusión. De hecho, las pérdidas de radiación debido a la radiación de línea de impurezas pesadas altamente ionizadas y la radiación de frenado o *bremsstrahlung* de impurezas ligeras puede perjudicar el funcionamiento de los reactores de fusión como se explicará en detalle en los capítulos siguientes al ser objeto de estudio de esta tesis. A continuación, se describirán los principales mecanismos de interacción plasma-pared generadores de impurezas, con objeto de entender su procedencia y comprender su manejo.

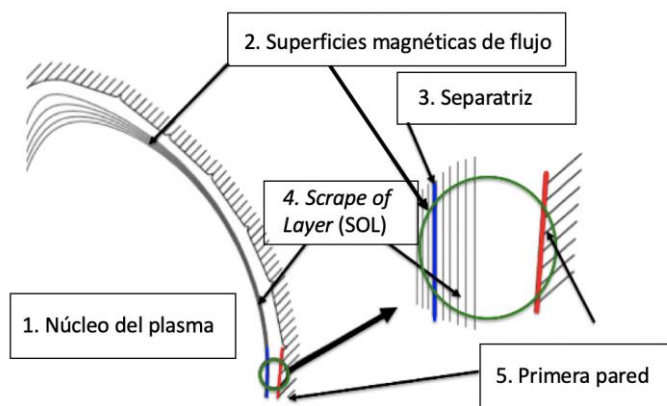


Fig. 2.1 Representación esquemática de una sección poloidal de un plasma confinado magnéticamente ilustrando las paredes de la cámara de vacío y las superficies magnéticas de flujo donde tienen lugar los diferentes procesos atómicos de interacción plasma-pared: 1. Núcleo del plasma, también llamado plasma core. 2. Superficies magnéticas de flujo. 3. Separatriz o última superficie anidada de flujo. 4. Scrape-off layer (SOL) 5. Primera pared de la cámara de vacío [73].

2.1.1. MECANISMOS DE INTERACCIÓN PLASMA-PARED. GENERACIÓN DE IMPUREZAS

En un plasma caliente, debido a la diferencia entre sus masas, la movilidad de los electrones es mayor que la de los iones, por lo que los electrones pueden difundirse rápidamente. Por este motivo los electrones son la primera especie en alcanzar la superficie de la pared expuesta al plasma, creándose un gradiente de potencial eléctrico en el plasma más en contacto con la superficie de la cámara de vacío, que se atenúa rápidamente por el efecto de apantallamiento de cargas a distancias del orden de la longitud de Debye. La región o vaina en la que se produce este decaimiento del potencial eléctrico desde su valor en el plasma al potencial flotante en la superficie de la pared se denomina vaina o *sheath*. Cuando el flujo de iones es acelerado en el *sheath* hasta la velocidad del sonido e incide sobre la superficie, puede ocurrir una gran variedad de interacciones que, atendiendo al mecanismo físico subyacente, se clasifican principalmente en: procesos de reciclado en la pared, procesos de transferencia de momento (pulverización o

sputtering físico y retrodispersión o *backscattering*) o procesos difusivos (sublimación asistida por radiación) [73].

Reciclado.

El estudio de partículas en los dispositivos de fusión es importante para poder controlar la densidad del plasma y, en futuros reactores de fusión, bombear las partículas α a un ritmo elevado como para no diluir el combustible. Debe existir un control del balance global de iones y átomos neutros, ya que los iones de los isótopos de hidrógeno o los átomos neutros que escapan del plasma pueden ser retenidos en la pared o regresar al plasma. Si el flujo de hidrógeno, o de sus isótopos, de la pared (reciclado) es significativo en comparación al hidrógeno con el que se alimenta externamente el plasma por inyección de gas (abastecimiento o *puffing*), inyección de *pellets* o inyección de haces neutros, entonces la liberación de hidrógeno de la pared puede llevar a un aumento de densidad que hace difícil el control de la descarga. Las partículas neutras (átomos o moléculas) procedentes de la pared atraviesan fácilmente las líneas magnéticas de campo al no verse afectadas por los campos magnéticos y, tras las colisiones con los electrones e iones del plasma ganan energía térmica y se ionizan. Si la relación entre el proceso de reciclado y la tasa de abastecimiento es elevada se pierde el control de la descarga. Para minimizar el reciclado en el TJ-II se llevan a cabo descargas de limpieza con helio (He *glow discharge cleaning* o simplemente *glow discharge*) y tratamientos de boronización y litiado de la pared de la cámara de vacío que se describirán con más detalle en el [epígrafe 2.1.4](#) del presente capítulo.

En el TJ-II la inyección de gas o abastecimiento se lleva a cabo mediante válvulas de gas; además, en la fase de calentamiento por NBI los haces neutros también contribuyen con hidrógeno al plasma. El flujo de partículas de hidrógeno o deuterio a inyectar es del orden de 10^{21} partículas s^{-1} (10 mbar $l s^{-1}$). En función del estado de la pared se consigue un cierto nivel de densidad inyectando una cantidad determinada de gas. Para una pared completamente saturada con una tasa de reciclado de $R = 1$ (es decir, si todo el hidrógeno que llegara a la pared fuera devuelto al plasma), sólo se precisaría inyectar gas para la fase de ionización. En el TJ-II la contribución de hidrógeno inyectado por NBI es del orden de 5×10^{20} partículas s^{-1} para la potencia de 500 kW. Si el reciclado es $R = 1$, la inyección de hidrógeno a dicha potencia lleva consigo un aporte de partículas que no puede ser controlado sólo cortando el gas de abastecimiento. Debido a que un incremento indeseado de la densidad llevaría al colapso radiativo de la descarga, los procesos de reciclado de la pared juegan, por tanto, un papel especialmente relevante en el TJ-II por la proximidad del plasma a la cámara de vacío debido

al diseño que tiene ésta para evitar que en su interior se ubicaran las bobinas (protecciones de las bobinas conductoras centrales circular y helicoidal o al *hardcore*). También se cuenta con dos limitadores poloidales que restringen el tamaño del plasma. Aunque no se conoce exactamente la composición hidrogénica de la pared *in-situ*, los sensores de H_{α} , ubicados en diferentes sectores de la máquina, permiten conocer las asimetrías de reciclado entre las distintas regiones de la cámara de vacío; de ahí la relevancia de disponer de un sistema que permita caracterizar la composición hidrogénica de la pared, que es el objetivo O3 de esta tesis.

Pulverización física o *Sputtering* físico.

El *sputtering* físico es la extracción de átomos de la pared de la cámara de vacío debido al impacto de partículas energéticas que transfieren su energía a los átomos de los materiales de la pared. El proceso puede describirse como una transferencia de momento en una cascada de colisiones iniciada por la partícula que incide en la pared. El *sputtering* físico es un proceso de erosión bien conocido con una sólida teoría física para su comprensión [74, 75]. Un átomo de la superficie es eyectado si la energía de la partícula incidente es mayor que la energía de enlace del átomo de la superficie. Los iones del plasma que se aproximan a la superficie de la pared son acelerados a una energía proporcional a la temperatura iónica, T_i [eV], del borde del plasma y a la carga, Z , de los iones acelerados por el calentamiento. Por encima de un cierto umbral, en el intercambio de energía cinética entre los iones impactantes y los átomos de las capas superiores del material, los átomos se desprenden de la pared y pueden entrar en el plasma completando el proceso físico de pulverización o *sputtering* [76]. El *sputtering* físico depende fuertemente de la masa atómica las especies implicadas, de la energía, e indirectamente, depende del ángulo de incidencia y de los cambios estructurales de la pared [77]. El rendimiento del *sputtering*, γ' , es el parámetro con el que se cuantifica este proceso y da idea de cuántos átomos son extraídos de la pared por cada ion incidente. El *sputtering* físico mediante isótopos de hidrógeno o helio para materiales típicos de la pared de una cámara de vacío de fusión tales como berilio, carbono y wolframio oscila en el rango de energía de 10 eV hasta 10 keV [78, 79].

Retrodispersión o *backscattering* y erosión.

Las partículas pueden ser retrodispersadas al plasma sin ligarse a la superficie de la cámara de vacío (retrodispersión o *backscattering*) o interaccionar con ella (erosión o *sputtering* químico). La fracción de partículas incidentes que rebotan de una superficie recibe el nombre de coeficiente de retrodispersión o coeficiente de *backscattering* de la partícula y describe la proporción de partículas incidentes que rebotan en la superficie sobre el flujo total incidente;

no debe confundirse con los neutros reciclados, ya que en este caso los iones normalmente también neutralizados conservan una fracción apreciable de su energía inicial. El coeficiente de *backscattering* depende de la masa atómica de la especie incidente y del material de la pared, de la energía de la especie incidente, del ángulo de incidencia y de las variaciones estructurales de la pared. La fracción de partículas que sufren retrodispersión es superior para energías incidentes menores y materiales de la pared de mayor número atómico y pueden exceder el 50% [80]. A su vez, la implantación de estas partículas en la pared depende de la energía y número atómico de las partículas incidentes y de las presentes en el material de la pared.

Los iones entrantes también pueden reaccionar químicamente con átomos de la superficie de la cámara de vacío, liberando átomos y moléculas que se difunden al plasma. Este proceso químico se denomina erosión [81]. Dependiendo de la temperatura, la erosión química se clasifica en: atómica y térmica. Los parámetros que afectan a la erosión química son: las especies participantes, la energía y el flujo de las partículas incidentes y la temperatura del proceso. A diferencia del *sputtering* físico, la erosión química es independiente del ángulo de incidencia. La erosión química por átomos de hidrógeno tiene un umbral máximo alrededor de 600-800 K y depende fuertemente de la estructura cristalina de la superficie.

El estudio de nuevos materiales que minimicen la erosión de la pared de la cámara de vacío es una línea de investigación abierta de cara al desarrollo de futuros reactores de fusión. De igual forma, conocer el estado de la composición de la pared de la cámara de vacío y su evolución antes, durante y después del plasma resulta de sumo interés y también está incluido en el objetivo O3 de esta tesis.

Sublimación asistida por radiación.

La sublimación asistida por radiación (*Radiation enhanced sublimation*, RES) ocurre de forma general en una gran variedad de materiales en contacto con el plasma [80, 81, 82] ya que se produce por el cambio de estado de sólido a gaseoso de átomos de la pared que han quedado adsorbidos en la superficie tras la colisión con iones incidentes. Durante la irradiación de iones, no sólo los átomos de superficie son erosionados, sino que también se producen desplazamientos de átomos cuando se transfieren energías superiores a unos 25 eV mediante colisiones elásticas.

En el TJ-II, el contacto directo plasma-pared ocurre sólo en la región del *hardcore*, o si se da el caso, en el contacto directo plasma-limitador. La superficie de la pared de la cámara de vacío es de 75 m², por lo que la mayor parte la superficie del plasma no entra en contacto directo con la pared, al encontrarse a una distancia de decenas de centímetros, variando según la

configuración magnética. Pero, debido a las pérdidas radiativas del plasma, sí se produce interacción plasma-pared sin que exista contacto directo debido a las pérdidas radiativas del plasma. Este flujo de energía tiene una dependencia inversa con el cuadrado de la distancia, por lo que será tanto menor cuanto mayor sea la separación del plasma con la pared. La máxima interacción plasma-pared se da en la superficie del *hardcore*⁷, provocando un fuerte reciclaje y *sputtering* con la consecuente posible afluencia de impurezas [83]. En última instancia, son las partículas neutras que escapan del plasma y que impactan sobre la pared quienes más energía depositan y pueden ser responsables de estos fenómenos. También se producen impactos de los haces de los NBI en las paredes de acero del ducto⁸ y los *beam dumps*⁹, por lo que constituyen una fuente de hidrógeno y de impurezas provocando mayor *sputtering*. A continuación, se revisarán las implicaciones derivadas de la presencia de las impurezas más relevantes que pueden ser potencialmente perjudiciales para el plasma y los mecanismos para minimizar este deterioro, especialmente en lo concerniente al TJ-II.

2.1.2. PROBLEMAS Y POSIBLES BENEFICIOS DE LAS IMPUREZAS

La contaminación del centro del plasma con impurezas diluye el combustible hidrogenado y provoca que una fracción importante de la energía del plasma se pierda por radiación [84]. La energía radiada aumenta fuertemente con la carga de la impureza (donde iones con mayor número atómico pueden tener mayor carga), siendo la pérdida de energía por radiación de frenado (*bremsstrahlung*) proporcional al cuadrado de la carga del ion como se verá en el [epígrafe 2.1.4](#). Estas impurezas proceden, por un lado, del material liberado en el proceso de *sputtering* o [85, 86], a las interacciones de los haces de NBI, los iones rápidos o los neutros liberados en los procesos de intercambio de carga con la cámara de vacío. Las impurezas liberadas en el proceso de *sputtering*, después de ser ionizadas en el plasma pueden volver a impactar con la superficie de la cámara de vacío produciendo, a su vez, un aumento del *sputtering* y arrancando otras impurezas de mayor número atómico. Los elementos con alto número atómico como el hierro o el wolframio son muy perjudiciales ya que, incluso en concentraciones muy bajas del orden de 10^{-5} iones de impureza por ion de hidrógeno, provocan elevadas pérdidas de radiación al ser altamente ionizables. Sin embargo, las impurezas de bajo número atómico, aunque pierdan todos sus electrones, presentan menor carga, por lo que no

⁷ *Hardcore*: núcleo de la cámara de vacío. En él existe una hendidura en forma de canal practicada con objeto de permitir que las bobinas helicoidales y central quedaran fuera de la cámara para evitar que, en las paredes frías de las protecciones de estos conductores, se depositaran impurezas al llevar a cabo tratamientos de horneado, y para preservar la integridad de los elementos constituyentes de dichas bobinas.

⁸ Ducto: conjunto de piezas que componen la línea de conexión de un NBI y la entrada a la cámara de vacío.

⁹ *Beam dumps*: elementos compuestos de carbono que absorben el haz NBI incidente sobre ellos.

irradian apreciablemente en el centro del plasma de alta temperatura; se asocian a fenómenos de la SOL que no son objeto de esta memoria. Así, el berilio (especialmente utilizado en JET¹⁰), el carbono y el litio, se emplean en el revestimiento de la primera pared del plasma ya que reducen el problema de la radiación central, pero no es la única solución para minimizar el problema. De entre las diferentes estrategias que se han intentado en TJ-II, la más exitosa hasta la fecha ha sido recubrir las paredes internas con litio. En comparación con otros elementos de recubrimiento de bajo número atómico como berilio, boro y carbono, el litio es un elemento muy atractivo debido a su muy baja radiación [83] y menor toxicidad que el berilio¹¹. En cualquier caso, la liberación de impurezas debe conservarse lo más baja posible desde el inicio del plasma para preservar la integridad del mismo. La cantidad de impurezas tolerable en el plasma depende del tipo de impureza, siendo el número atómico, la probabilidad de atrapamiento en la pared y la capacidad de penetración en el plasma los factores principales a tener en cuenta.

Por otro lado, los átomos y las moléculas erosionadas se desorben en la superficie ayudadas por la energía térmica de ésta. La erosión química tiene una energía umbral débil y puede causar una erosión significativa del carbono. El mecanismo dominante para la retención de hidrógeno es la codeposición con carbono, por lo que surge la necesidad de mitigar y controlar en futuros reactores de fusión la acumulación de isótopos de hidrógeno, especialmente tritio, ya que su retención reduce la vida útil de los componentes de la pared de la cámara de vacío (dependiendo de la temperatura dominante en el mecanismo químico de erosión se forman diferentes hidrocarburos) y posibilita la redeposición de carbono liberado con tritio dando lugar a complicaciones operativas y de seguridad. En ITER hay un límite a la cantidad potencial de tritio que puede acumularse en las paredes, siendo su valor total de 1 kg [87]. Debido a su relevancia en fusión nuclear, se ha desempeñado en los últimos años un esfuerzo intenso en la investigación de la erosión química del carbono por el hidrógeno, para formar hidrocarburos, y se están desarrollando líneas de investigación en el campo de materiales para la primera pared. No obstante, la producción de impurezas debidas a la pared no es el único factor en la contaminación del plasma: los limitadores de protección, las antenas y otras partes sobresalientes, conexiones, juntas y zonas de fugas pueden recibir flujos de iones considerables y liberar impurezas.

¹⁰ JET: *Joint European Torus, tokamak* situado en Culham-Oxford, Inglaterra. Utiliza la mezcla de deuterio-tritio como combustible que se usará para la energía de fusión comercial.

¹¹ El berilio es tóxico por inhalación, mientras que el litio provoca citotoxicidad por acumulación o sobreexposición.

En general, es difícil comparar la capacidad de generar frente a la capacidad de controlar impurezas en los diferentes dispositivos de fusión. La carga efectiva del plasma, Z_{eff} , es una medida de la limpieza del núcleo. De ahí que el objetivo O2 de esta tesis sea estimar mediante espectroscopia óptica, el valor de la Z_{eff} del plasma del TJ-II, además de identificar las impurezas presentes en el mismo. Además, serán también objeto de estudio el estado de la pared tanto a nivel de isótopos de hidrógeno como de potenciales impurezas que pudieran contribuir a la contaminación del plasma y, finalmente, el estudio del transporte de impurezas inyectadas en el plasma mediante el análisis espectroscópico de sus emisiones (O4). A modo de introducción, se exponen a continuación las principales impurezas y elementos que pueden contribuir a esa contaminación del plasma del TJ-II.

Impurezas de carbono y presencia de hidrógeno.

La fuente de impurezas de carbono suele ser el *sputtering* de las protecciones de grafito de los haces de NBI. Se conoce que la cantidad de impurezas de carbono tolerable en el plasma de fusión ha de ser inferior al 1.5% y está limitada por la dilución del combustible. El carbono tiene un rendimiento de *sputtering* relativamente alto (1-2%) para flujos de isótopos de hidrógeno inferiores a $10^{22} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [74]. Para especies reactivas tales como el hidrógeno y el oxígeno, la formación de hidrocarburos, de monóxido de carbono y dióxido de carbono aumenta la erosión ya que los hidrocarburos volátiles tienen un umbral de energía menor. La erosión química con isótopos de hidrógeno domina en energías iónicas bajas, es decir, por debajo de 100 eV.

En el caso del TJ-II, para minimizar la formación de hidrocarburos los limitadores primitivos de carbono fueron sustituidos por limitadores de litio líquido [88]. El carbono difiere de los metales en la manera en que se implanta el hidrógeno, principalmente debido a la reactividad química C-H. El hidrógeno rompe los enlaces de carbono y se sustituyen los enlaces químicos por enlaces C-H. En dosis bajas, el hidrógeno implantado en el carbono es casi todo retenido. A medida que aumenta la concentración de hidrógeno, la concentración local de hidrógeno también se incrementa hasta que alcanza un valor de saturación de razón H/C aproximadamente de 0.4-0.5 a unos 10 eV. El nivel de saturación disminuye al aumentar la temperatura [89, 90]. El hidrógeno adicional, implantado en una región ya saturada, será liberado o transportado más hacia el interior del plasma a través de la difusión de átomos de H a lo largo del plasma [91]. Los experimentos llevados a cabo en diferentes dispositivos de fusión [92, 93] han demostrado que un isótopo de hidrógeno implantado en carbono puede ser desplazado por posterior implantación con otro isótopo: el hidrogeno implantado compite

localmente con otros átomos de hidrógeno ya presentes en la pared. La retención de isótopos de hidrógeno implantado en componentes de carbono se satura cerca de 10^{21} átomos m^{-2} .

En el TJ-II la pared se acondiciona con litio y boro (véase [epígrafe 2.1.3.c](#)), pero las impurezas de carbono están presentes porque provienen de gases residuales como CO y CO₂, por lo que no es ajeno a estos problemas, y se erige como un excelente banco de pruebas donde poder conocer la composición isotópica de la pared y compararla con la composición isotópica del plasma del TJ-II. Este problema formará parte del objetivo O3 de esta tesis, donde los experimentos relacionados con la composición isotópica del plasma y de la pared se presentarán en el [epígrafe 4.1.3](#). La [tabla 2.1](#) muestra la relación de las longitudes de onda correspondientes a los posibles estados de ionización de carbono¹² en el espectro visible. La [tabla 2.2](#) muestra la relación de las longitudes de onda correspondientes a serie de Balmer de los isótopos de hidrógeno [94].

Espectro	Longitud de onda (nm)
C v	227.09, 227.73, 227.79
C III	229.69
C IV	253.0
C I	408.24
C I	538.03
C II	657.80
C II	658.29

Tabla 2.1 Relación de estados de ionización de carbono, en notación espectroscópica, en el TJ-II y sus líneas de emisión más intensas en el visible y ultravioleta.

Espectro	Longitud de onda (nm)
H _γ	434.10
H _β	486.10
D _α	656.10
H _α	656.28

Tabla 2.2 Relación de las líneas de emisión principales del hidrógeno pertenecientes a la serie de Balmer.

¹² En notación espectroscópica, la línea de emisión se indica por el símbolo del elemento que emite la línea, seguido por el número romano que corresponde a sumar uno a la carga del ion, así, por ejemplo, el espectro del C v corresponde al ion C⁴⁺.

Impurezas de wolframio.

La presencia de impurezas de wolframio no es un problema que afecte directamente al TJ-II porque sus paredes son de acero, pero sí es relevante debido a que futuros reactores de fusión plantean el empleo de este material en divertores o constituyentes internos de la cámara de vacío, para minimizar los efectos nocivos de las aleaciones de molibdeno, así como en limitadores de metales líquidos tipo sistema poroso capilar o CPS¹³ [95]. Por este motivo resulta interesante estudiar en el TJ-II el efecto de impurezas extrínsecas, como el wolframio. Los experimentos relacionados con la inyección de wolframio en el TJ-II y su confinamiento se presentarán en el [capítulo 5](#). La línea espectral que se monitorizará es la correspondiente a W I (400.8 nm) [94].

Impurezas de oxígeno.

La impureza ligera mayoritaria en los dispositivos de fusión con paredes metálicas suele ser el oxígeno, que se origina a partir del gas adsorbido a la superficie (H_2O , O_2 , CO_2 , etc.) o bien a partir de óxidos metálicos fuertemente enlazados. En el TJ-II la presión parcial de agua de la cámara de vacío es del orden de 10^{-8} mbar s^{-1} , antes de ser acondicionada; tras el boronizado y el litiado (procesos de acondicionamiento que se describen en el [epígrafe 2.1.3.c](#)), alcanza el valor de 10^{-9} mbar s^{-1} , aunque durante su operación con plasma caliente permanece en torno a 10^{-8} mbar s^{-1} , [96]. Esta molécula es la principal fuente de oxígeno, al ser la que mayor adsorción ofrece. El mecanismo de origen predominante en la producción de agua es la desorción inducida por las partículas del plasma, mientras que la interacción con los electrones, fotones y la desorción térmica tienen una relevancia menor. Además, durante la fase de calentamiento NBI se observa la presencia de iones de oxígeno, principalmente O^{2+} , O^{3+} , O^{4+} y O^{5+} [40] procedentes de los iones $\text{H}_2\text{O}^+/\text{H}_3\text{O}^+$ acelerados (que representan un 2% o 3% del haz). El oxígeno ionizado en el plasma vuelve a colisionar con la superficie de la cámara de vacío y, al ser su coeficiente de *sputtering* muy superior al del resto de especies del plasma, puede provocar la liberación de metales de la pared (este fenómeno no se observa en el TJ-II). Es lo que se conoce como ciclo del oxígeno. La cantidad de agua adsorbida aumenta con el grado de activación del carbono presente en la aleación de acero de las paredes de la cámara del TJ-II, por lo que ambas impurezas, carbono y oxígeno, están relacionadas. La [tabla 2.3](#) muestra la relación de las longitudes de onda correspondientes a las posibles impurezas de oxígeno en el espectro visible [94]. La identificación del oxígeno como impureza ligera presente en el TJ-II

¹³ CPS o Sistema Poroso Capilar, por sus siglas en inglés *Capillary Porous System*: Para la eyección del material contenido en el limitador, el litio líquido se retiene por capilaridad en una malla porosa muy fina de wolframio denominado sistema capilarmente poroso.

será objeto de esta memoria y los experimentos relacionados con ello se muestran en las [secciones 3.2](#) y siguientes.

Espectro	Longitud de onda (nm)
O I	777.5
O I	844.6

Tabla 2.3 Relación de estados de ionización de oxígeno, en notación espectroscópica, en plasmas del TJ-II y sus líneas de emisión más intensas en el visible e IR.

Impurezas de boro y litio.

Ciertas impurezas ligeras resultan elementos atractivos como recubrimientos de las paredes de la cámara de vacío debido a su baja capacidad de radiación, su fuerte retención de hidrógeno y su fuerte atrapamiento de oxígeno [97, 98, 99]. Entre ellas, el litio se emplea en limitadores de metales líquidos tipo sistema poroso capilar, CPS y, además, junto con el boro, resulta efectivo en el acondicionamiento de la pared.

El berilio, de bajo número atómico y retención moderada de tritio, presenta un punto de fusión demasiado bajo (1550,15 K) como para ser utilizado en zonas de alta carga térmica, además es difícil de manejar debido a su toxicidad, pero se prevé su posible empleo en combinación con el wolframio como sustituto del carbono o del molibdeno en ITER. La presencia de codepósitos de isótopos de hidrógeno en las paredes de dispositivos de fusión es un problema que requiere ser minimizado en futuros reactores donde, como se ha comentado anteriormente, la cantidad de tritio está limitada, el estudio referente a los isótopos de hidrógeno en el TJ-II se presenta en el [epígrafe 4.1.3](#).

La [tabla 2.4](#) y la [tabla 2.5](#) muestran la relación de las longitudes de onda correspondientes a las posibles impurezas de boro y litio, respectivamente, en el espectro visible [94]. Minimizar las impurezas presentes en el plasma es uno de los retos a los que la comunidad científica tiene que enfrentarse, en especial, en el caso de los *stellarators*, donde este fenómeno es un desafío crítico.

Espectro	Longitud de onda (nm)
B III	206.7
B II	249
B II	291.8
B II	345.2
B II	412.2

Tabla 2.4 Relación de estados de ionización de boro, en notación espectroscópica, en plasmas del TJ-II y sus líneas de emisión más intensas en el visible y ultravioleta.

Espectro	Longitud de onda (nm)
Li I	392
Li I	460.3
Li II	548.57
Li I	610.3
Li II	654.62
Li I	670.78
Li I	812.6

Tabla 2.5 Relación de estados de ionización de litio, en notación espectroscópica, en plasmas del TJ-II y sus líneas de emisión en el NIR, visible y ultravioleta.

En el [epígrafe 2.1.3](#) se explicarán brevemente los mecanismos de acondicionamiento de la pared con objeto de reducir las impurezas pesadas que se liberen al plasma y, en particular, al empleo de boro y litio como método de acondicionamiento de la superficie de la cámara de vacío.

Otras impurezas.

En el TJ-II la composición de la cámara de vacío es de acero de 316 LN cuya composición en masa es de 66-70% de hierro, del 18-20% de cromo, 8-10.5% de níquel, y 2% manganeso [32]. Otros constituyentes son silicio (1%), azufre, fósforo y nitrógeno, además de carbono, por lo que estas impurezas se encontraban en los primeros plasmas de TJ-II, aunque en el espectro visible no aparecen líneas intensas de estos elementos.

Puede encontrarse argón y helio procedente de los gases de acondicionamiento de la cámara (*glow discharge*). Los limitadores, los elementos de algunos diagnósticos o las sondas que pueden interaccionar con la SOL del plasma, dando lugar a otras impurezas como cobre (de las antenas de microondas del reflectómetro Doppler), cromo, hierro, manganeso, níquel y silicio (de los limitadores y de la cámara de vacío), flúor (de las juntas de teflón, vitón, etc), cesio (de los iones pesados de HIBP), etc. Las tablas [2.6-2.8](#) relacionan estas otras posibles impurezas de origen diverso que pudieran estar presentes en el plasma TJ-II [94]. La identificación de estas impurezas en el *stellarator* TJ-II forma parte del objetivo O1 de esta tesis y se describirá en el [capítulo 3](#).

Espectro	Longitud de onda (nm)
Ar I	437.13
Ar I	442.60&443.10
Ar II	664.40

Ar I	772.37&772.42
Ar I	794.82

Tabla 2.6 Relación de posibles estados de ionización de argón, en notación espectroscópica, en plasmas del TJ-II y sus líneas de emisión más intensas en el rango comprendido entre 200 y 950 nm.

Espectro	Longitud de onda (nm)
Fe II	279.4&279.7
Fe I	640.0
Fe II	645.6
Fe I	649.4
Fe I	667.8

Tabla 2.7 Relación de posibles de estados de ionización de hierro, en notación espectroscópica, en plasmas del TJ-II y sus líneas de emisión más intensas en el rango comprendido entre 200 y 950 nm.

Espectro	Longitud de onda (nm)
He I	318.17
He I	361.36
He I	388.86
He I	447.1
He II	468.57
He I	492.19
He I	587.56
He I	667.81
He I	706.52

Tabla 2.8 Relación de posibles de estados de ionización de helio, en notación espectroscópica, en plasmas del TJ-II I y sus líneas de emisión más intensas en el rango comprendido entre 200 y 950 nm.

2.1.3. MECANISMOS DE ACONDICIONAMIENTO DE LA PARED

En 1951, Spitzer [100] investigó los problemas que provoca la contaminación del plasma por las impurezas y propuso el empleo de divertores para ayudar a aliviarlos. En la década de los años cincuenta se emplearon técnicas de vacío relativamente primitivas que resultaron en plasmas severamente contaminados (principalmente de carbono y oxígeno desorbido de la pared), dando como resultado grandes pérdidas de radiación central. Con los primeros *tokamaks* comenzaron a emplearse técnicas para reducir el nivel de carbono y oxígeno [101, 102], incluyendo la utilización de acero inoxidable en los recipientes de vacío, así como limpiezas de

cocción (*baking*) y descargas tenues (*glow discharge*). Estas mejoras condujeron a la obtención de plasmas más calientes y densos en el *tokamak* T-3 (~ 1 keV y $\sim 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) [103]. Desde entonces se ha desarrollado una amplia variedad de técnicas de acondicionamiento de la pared para poder abordar este problema [104], como descargas de limpieza, atrapamiento de metales (*gettering* metálico) y deposiciones de capas de boro o litio. Dada la importancia de la interacción plasma-pared, se han dopado materiales de carbono con elementos que presentan una menor sublimación asistida por radiación (véase RES) a temperaturas altas con el propósito de reducirla, pero no se ha logrado suprimirla por completo [105, 106], salvo en el caso de carbono dopado con titanio donde sí se ha logrado la supresión de la RES [107], aunque este método no se utiliza en el TJ-II, es uno de los empleos beneficiosos de la introducción de impurezas. En el TJ-II se han desarrollado técnicas de tratamiento de la superficie expuesta al plasma con el propósito tanto de controlar la liberación de impurezas como el reciclado del gas en la superficie, a continuación, se describen brevemente:

2.1.3. a) Horneado (*baking*):

El calentamiento de la cámara a temperaturas superiores a 600-800 K es una técnica habitual conocida cuando se desean alcanzar condiciones de ultra alto vacío. La desgasificación de la superficie aumenta drásticamente eliminándose gran parte del agua adsorbida. No obstante, estas técnicas de horneado no son procedimientos rutinarios del TJ-II, sino más bien, se han llevado a cabo con carácter excepcional y a temperaturas del orden de 430 K.

2.1.3. b) Descargas eléctricas luminiscentes con gases enrarecidos:

Actualmente, en el acondicionamiento de los dispositivos de fusión se emplean descargas eléctricas luminiscentes continuas a través de gases enrarecidos (*glow discharge*). La técnica consiste en generar un plasma por descarga en gases a baja presión mediante un ánodo y la cámara actuando a modo de cátodo. De este modo la superficie de la cámara es sometida al bombardeo de los iones del plasma, así como de las partículas neutras producidas por disociación y procesos de intercambio de carga.

En el TJ-II el acondicionamiento de la cámara se lleva a cabo mediante una descarga de helio a presiones del orden de 5×10^{-3} mbar (HeGDC), denominada comúnmente tipo *glow*. Para iniciar la descarga de HeGDC se necesita un voltaje de 1000 V y una corta inyección de argón al principio, ya que este gas favorece el arranque. El análisis de las especies gaseosas producidas durante el proceso de acondicionamiento se efectúa en el TJ-II con un espectrómetro de masas cuadrupolar (modelo HAL-201E, HIDEN, Reino Unido). Luego, durante el día de operación del TJ-II con plasmas confinados, el helio que se implanta en la pared durante la descarga de

acondicionamiento es liberado por el plasma caliente y tiene una fuerte incidencia sobre el incremento de la densidad a lo largo de la secuencia de descargas diarias. Los principales efectos de la descarga de HeGDC son la eliminación del hidrógeno implantado en las paredes por la propia descarga del plasma y la activación de la superficie de la pared dando como resultado la reducción de la presión residual alrededor del 10-20% después de la HeGDC. Además, con diferentes ciclos de acondicionamiento, se logra la reducción de oxígeno, esto se observa porque disminuyen las señales de H_2O y O_2 de las señales de espectroscopia de masas. El tiempo de recuperación de agua y oxígeno después del tratamiento con HeGDC depende del número de ciclos anteriores y de los disparos de plasma llevados a cabo, ya que la reducción de la presencia de agua y oxígeno es mayor a medida que avanzaba una campaña experimental (típicamente 8 horas al día, 2 o 3 días a la semana de operación durante varios meses). Debido a las bombas de vacío, el agua que se desprende se va eliminando, alcanzándose, con todo ello, descargas de plasma caliente reproducibles [108].

El principal problema que surgía después de acondicionar la pared con descargas de helio era la posible falta de control de densidad en los primeros plasmas de un día de operación del TJ-II, debido a la aportación de helio implantado en la pared y liberado en el plasma caliente, especialmente cuando la potencia inyectada del ECRH era superior a 300 kW. La cantidad de helio liberado disminuía a lo largo de la secuencia de descargas. Como el acondicionamiento con helio resultaba necesario para conseguir descargas reproducibles en el TJ-II, se desarrollaron técnicas de desorción del helio implantado en la pared. Con este propósito, se aplicaban descargas tipo *glow* de argón durante 30 minutos después de la HeGDC, de manera que el bombardeo de iones Ar^+ que sufría la pared desorbía el helio implantado y la baja implantación del argón reducía los problemas de control de densidad. En este sentido, era importante asegurar que la contribución de argón al plasma fuera mínima, ya que su elevado número atómico podía producir un fuerte incremento de la carga efectiva del plasma, por lo que actualmente, sólo se utiliza como coadyuvante de la reacción.

Actualmente, el argón sólo se usa para arrancar la descarga, ya que el potencial de ionización del helio es muy alto (24.59 eV) y para arrancar solo con helio habría que incrementar mucho la presión, lo que podría ocasionar un problema en las bombas turbomoleculares. La inyección de argón, con un potencial de ionización menor (15.80 eV), permite el arranque de la descarga a presiones menores que no ocasionan daño alguno en las bombas de vacío. Una vez arrancada la descarga con argón, se corta su suministro y ya se mantiene sólo con el helio [96].

2.1.3.c) Recubrimiento con películas de bajo número atómico: boronización y litiado:

Mediante técnicas de deposición asistida por plasma se logra obtener un recubrimiento de la superficie de la cámara de vacío con una película de algún elemento de bajo número atómico (Li, B). Al efecto beneficioso del bajo número atómico, se suma que elementos como el boro presentan un fuerte de atrapamiento (*gettering*) de oxígeno, una de las principales impurezas ligeras.

En el TJ-II con el propósito de reducir la cantidad de impurezas en el plasma, actualmente se lleva a cabo la boronización de la pared de la cámara de vacío, mediante la inyección de 2 g de un compuesto boro-oxígeno-carbonado (o-carborano, $C_{2}B_{10}H_{12}$) en una descarga de HeGDC. Se trata de un producto no tóxico, sólido, no explosivo, con una alta presión de vapor, siendo muy adecuado para una boronización simple y de bajo coste [109]. Para lograr una buena uniformidad de la deposición se dispone de 4 hornos simétricos toroidalmente que se calientan a 100 °C una vez introducidos en la cámara de vacío del TJ-II, obteniéndose una película B/C de 50 nm aproximadamente. El proceso se controla con un analizador de gas residual (*Residual Gas Analyser*, RGA) [108]. La boronización tiene un efecto absorbente inmediato sobre las moléculas (O_2 , H_2O y CO_2) y estas especies se reducen en el espectro de gases residuales en un factor próximo a 100. El posterior calentamiento del plasma contribuye a mejorar la eliminación de una parte del agua residual y del oxígeno molecular presentes en la cámara de vacío.

También se realiza litiado, o recubrimiento con litio, de la pared de la cámara de vacío del TJ-II. Se basa en la evaporación de unos 4 g de Li metálico bajo vacío en 4 hornos retráctiles a temperaturas de 500-600 °C, espaciados simétricamente y orientados tangencialmente en el plano ecuatorial de la máquina [110]. Con el fin de prolongar la vida útil del recubrimiento de Li y, debido a la muy alta reactividad de esta especie con gases de fondo (O_2 , N_2 y CO), el Li se deposita en las paredes previamente boronizadas por el procedimiento descrito y posteriormente, se procede a la descarga de HeGDC para optimizar el tratamiento y liberar el hidrógeno. El cambio más sustancial que se observa tras el litiado es la mejora del control de la densidad del plasma por abastecimiento externo, comparado con el escenario de boronización. No sólo se requieren niveles de *puffing* más elevados (un factor 2-3) para obtener la misma densidad de plasma, sino que, además, no se observa señal alguna de saturación de la pared después de un día completo de operación (unas 45-50 descargas) con plasmas ECRH. El rendimiento de *sputtering* físico de litio en plasmas de hidrógeno del TJ-II, para temperaturas electrónicas de 50-70 eV oscila entre 0.2 y 0.4, tras el tratamiento de litiado y boronización

[111]. Se puede afirmar que los procesos combinados de boronización y litiado tienen un doble efecto: i) la reducción de la cantidad de impurezas que se introducen en el plasma (medida mediante espectroscopia de masas [112] y ii) el aumento de la retención de hidrógeno en las paredes (*wall-pumping*) que reduce el reciclado. Se observa una retención total de unas 4×10^{21} partículas de H m⁻² después de un día de operación (unas 45-50 descargas de plasma de 200-300 ms de duración cada una) [112]. Ambos efectos contribuyen a mejorar el control de la densidad de los plasmas, permitiendo conseguir una densidad constante, y lográndose plasmas reproducibles.

Con objeto de determinar la eficiencia de los tratamientos de boronización y litiado, se llevarán a cabo experimentos de soporte de la técnica de espectroscopia de masas cuyos resultados se presentan en el [epígrafe 3.2.2](#) y la [sección 4.2](#). Dado que resulta evidente la necesidad de identificar y monitorizar dichas impurezas en plasmas del TJ-II, a continuación, se plantea la elección de la carga efectiva iónica como método para identificar impurezas en el plasma.

2.1.4. MÉTODOS PARA IDENTIFICAR LA CONTAMINACIÓN DEL PLASMA Y SU CUANTIFICACIÓN

Los dos métodos más comunes para determinar la contaminación del plasma y su composición son la espectroscopia de emisión óptica y la espectroscopia de masas. La espectroscopia de emisión óptica implica, generalmente, la medición de los distintos estados de ionización de las impurezas que entran al plasma después de ser liberadas de la pared por su interacción con el plasma; tratándose de un método remoto, no intrusivo que sólo necesita una línea de visión para el área de interés y que proporciona una discriminación inequívoca entre especies atómicas, iónicas y moleculares [113]. En contraste, la espectroscopia de masas se utiliza universalmente para evaluar las moléculas residuales de la cámara de vacío [114]. Por ejemplo, en el TJ-II el espectro de masas global (masas atómicas hasta 50 u.m.a.) se adquiere en ausencia de descarga de plasma, puesto que su grabación requiere tiempos del orden de los minutos. En comparación, durante las descargas de plasma se analiza, a título orientativo, aunque no de manera rutinaria, la evolución de una molécula determinada (H₂, N₂, CO, etc.); este único espectro se puede adquirir más rápido, aunque considerando que las medidas pueden estar algo distorsionadas porque las variaciones en el campo magnético pueden afectar a los espectrómetros de masas y a los manómetros [96].

La cuantificación experimental de impurezas en el plasma requiere recurrir a un modelo que contemple los procesos involucrados en el transporte del plasma, la calibración absoluta

del sistema espectroscópico y hacer asunciones sobre la distribución espacial de las mismas, con la dificultad que esto entraña. En su lugar, un parámetro que cuantifica, de manera global, la cantidad de impurezas en el plasma es la carga efectiva iónica, Z_{eff} . Su determinación por métodos espectroscópicos directos, midiendo la concentración de los diferentes estados de ionización de las diversas especies, resulta laboriosa, por lo que, frecuentemente, se establece mediante métodos indirectos a partir de medidas de radiación continua en el espectro de rayos X, dominada por la radiación de frenado (*bremssstrahlung*) y recombinación. Estos fenómenos se desarrollarán en [sección 3.3](#) de la presente memoria, al tiempo que se propondrá un método análogo para determinar la carga efectiva iónica en el rango del espectro visible mediante espectroscopia en el TJ-II. En esta memoria se emplearán diferentes técnicas espectroscópicas para llevar a cabo dicha identificación y calcular la carga efectiva iónica, cuyos resultados se expondrán en el [capítulo 3](#). La elección de la espectroscopia óptica como técnica se debe a que las propiedades espectrales constituyen la firma o huella dactilar de las sustancias y esto resulta determinante para su identificación.

2.2. LA ESPECTROSCOPIA ÓPTICA

El descubrimiento documentado de la espectroscopia se remonta a Leonardo da Vinci, quien refiriera la observación de la luz del Sol en el suelo en 1497, aunque el término espectro no se acuñará hasta su descripción en 1666 por Isaac Newton. La espectroscopia es una herramienta potente que permite estudiar varios aspectos del plasma; en particular, la importancia de la espectroscopia se debe a que el mecanismo desencadenante principal del estado de agregación del plasma es la ionización y, en estos dispositivos de fusión, tiene como consecuencia que los electrones liberados en el proceso, al ser calentados, sean acelerados siguiendo las líneas de campo electromagnético externo, intercambiando energía. Esto resulta en colisiones entre las diferentes partículas y excitaciones que se manifiestan como procesos de emisión de radiación. La espectroscopia aglutina todas aquellas técnicas analíticas basadas en dicha interacción que se relaciona con las transiciones y los niveles energéticos de las especies involucradas, dando lugar a un espectro discreto o patrón de líneas en términos de longitud de onda y un fondo continuo, por lo que la convierte en una herramienta adecuada para discernir estos procesos.

En este trabajo se presentarán resultados de espectroscopia óptica (aquella cuyo espectro se centra en el rango electromagnético de longitudes de onda del visible, esto es, de 380 a 760 nm) y en los rangos del ultravioleta (UV) e infrarrojo (IR) cercanos, abarcando el rango entre 200 y 900 nm. Pero, antes de presentar las técnicas empleadas en esta memoria, conviene revisar

brevemente los procesos atómicos de interés que tienen lugar en el plasma, con el objeto de identificar aquellos mecanismos que dan lugar a dicha radiación electromagnética.

2.2.1. FUNDAMENTOS BÁSICOS DE LA ESPECTROSCOPIA ÓPTICA

Debido al comportamiento dual onda-corpúsculo, las interacciones entre partículas cargadas provocan una perturbación dependiente del tiempo que puede inducir transiciones entre los diferentes estados cuánticos del sistema con una determinada probabilidad de transición, que se deduce la ecuación de Schrödinger dependiente del tiempo. Conforme al principio de conservación de la energía, una pérdida de energía en una colisión va acompañada de una ganancia en el resto y viceversa, ya que la energía total del sistema no cambia. Dado que las interacciones implican, intercambio de energía, es preciso conocer la distribución de dicha energía que, para un gas en equilibrio térmico, viene dada por la distribución de Maxwell-Boltzmann:

$$N(E) = \frac{2N}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{(T)^{3/2}} E^{1/2} e^{-E/T}, \quad (\text{Ec. 2.1})$$

donde N es el número total de partículas; $N(E)dE$ [eV] es el número de partículas con energía E en el intervalo $(E + dE)$ y T es la temperatura [eV].

Tanto el fondo continuo como las componentes discretas de un espectro se relacionan con la estructura atómica y los niveles de energía de las especies involucradas, por eso se entiende que el espectro es fiel reflejo de la estructura de niveles de energía cuantizados y, por lo tanto, se corresponde con la estructura geométrica y electrónica del sistema. La [Fig. 2.2](#) representa de manera esquemática el espectro electromagnético, comprendido entre las ondas de radio y los rayos cósmicos, en función de la longitud de onda.

El objetivo general de los diagnósticos espectroscópicos es deducir información del estado del plasma a partir de la observación de los procesos físicos y los efectos que producen en un rango del espectro. La razón fundamental por la que las características de los espectros son importantes en espectroscopia atómica subyace en el hecho de que la respuesta espectral depende de las condiciones bajo las cuales se produce el plasma [[113](#), [114](#)].

Según Kunze [[113](#)] se habla de espectroscopia de emisión en plasmas cuando la radiación electromagnética emitida por el plasma es recogida con resolución espectral (es decir, un patrón de líneas y un fondo continuo con intensidades variables distribuidas en cierto rango de longitudes de onda) e interpretada en función de los parámetros del plasma o de parámetros característicos de la radiación de átomos, iones o moléculas.

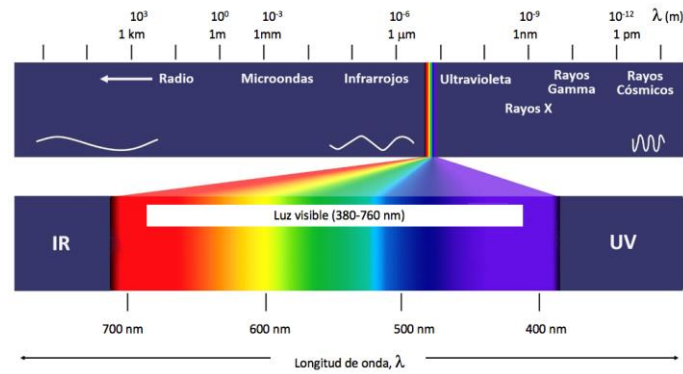


Fig. 2.2 Representación esquemática del espectro electromagnético. El espectro visible corresponde a la franja comprendida entre 380 y 760 nm [115].

2.2.2. EMISIÓN DE RADIACIÓN EN PLASMAS DE ALTA TEMPERATURA Y PROCESOS ATÓMICOS RESPONSABLES

Los procesos implicados en el plasma son extremadamente ricos y complejos. Para su comprensión se utiliza, en primera aproximación, la descripción del plasma como fluido, donde sólo algunos aspectos macroscópicos son tenidos en cuenta, como velocidades o densidades medias de las partículas, mientras que se prescinde de la descripción microscópica de velocidades, en cuyo caso tendríamos una aproximación cinética.

Una aproximación adicional es el modelo de dos fluidos, que se basa en considerar, por una parte, a un fluido de electrones y, por otra, a un fluido con todas las posibles especies de iones compuesto por una especie de carga promedio o carga efectiva, Z_{eff} , y masa, m_i . Además, se asume que todos los iones son del mismo elemento y sólo difieren en el grado de ionización y donde los neutros son despreciables. Debido a la relativa libertad de movimiento de las partículas en el plasma, cuando se introduce una carga externa en su seno, esta es apantallada de modo que el efecto de su carga decae rápidamente con la distancia. La distancia a la que el efecto de la carga ha decaído en un factor $1/e$ se conoce como longitud de Debye y es un parámetro característico del plasma necesario para entender la siguiente aproximación. Aprovechando la gran diferencia de masa entre iones y electrones y considerando un sistema eléctricamente *quasi-neutro*, la complejidad del modelo de dos fluidos se puede simplificar si, además, se considera que todas las magnitudes tienen variaciones espaciales sobre distancias grandes comparadas con la longitud de Debye. Se trata de la aproximación de cuasineutralidad, donde $Zn_i \approx n_e$, siendo Z la carga promedio de los iones. La elevada temperatura electrónica ($T_e \leq 10$ keV) y la baja densidad de los plasmas de fusión por confinamiento magnético ($n_e \approx 10^{20}$ - 10^{21} partículas m^{-3}) permiten ciertas aproximaciones adicionales que pueden ser consideradas como punto de partida para estudiar procesos físicos de impurezas. En resumen,

dado el largo alcance de las interacciones electromagnéticas producidas por las partículas cargadas y la tendencia a dicha neutralidad, el plasma exhibe comportamientos colectivos muy complejos, lo que hace que su estudio no resulte fácil.

El plasma está dominado ópticamente por radiaciones de líneas espectrales y para los estudios desarrollados en esta memoria todos los procesos de absorción son prácticamente despreciables porque no tienen lugar en el rango de 200 a 950 nm y debido a que las colisiones a estas densidades tienen tiempos mucho más largos que los tiempos de decaimiento o relajación de los estados excitados. Estas consideraciones dan lugar al denominado modelo corona, donde se simplifican los procesos atómicos que han de ser considerados y, por ende, los modelos de transporte asociados. En consecuencia, en un plasma caliente se observa, por un lado, la ionización y, por otro lado, los siguientes procesos radiativos: i) electrón-ion: emisión de líneas espectrales (debidas a las transiciones electrónicas entre niveles) y recombinación radiativa (radiación continua emitida cuando un electrón es capturado por un ion y se emite un fotón que toma la energía extra, el espectro es continuo con aristas); ii) ion-ion/átomo: además de las ionizaciones, excitaciones, relajaciones y recombinaciones, también existen procesos de intercambio de carga, donde se produce una redistribución de la carga; y iii) libre-libre: radiación de frenado o *bremssthalung* (espectro continuo caracterizado por los electrones deflectados o frenados por el campo eléctrico de los iones).

Emisión de líneas espectrales.

Se entiende que una línea espectral de emisión es la radiación electromagnética emitida en una banda muy estrecha de frecuencias por un átomo o molécula. Las líneas espectrales aparecen a las frecuencias resonantes del sistema cuyas transiciones están permitidas, siguiendo las reglas de selección.

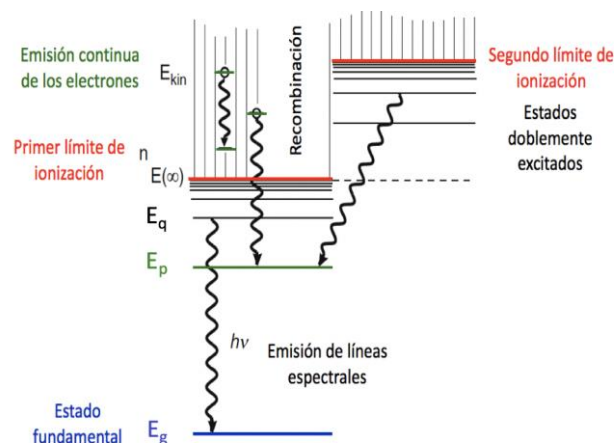


Fig. 2.3 Representación esquemática de los niveles de energía en un ion no hidrogenico. Las transiciones radiativas desde un nivel superior de energía $E(q)$ a un nivel inferior de energía

E(p) o al estado fundamental (g) de energía E(g), dan lugar a emisiones de líneas espectrales [116].

En la [Fig. 2.3](#) se representa esquemáticamente el diagrama de niveles energéticos de un ion no hidrogenico y las transiciones radiativas que dan lugar a la emisión de líneas espectrales. La línea espectral se define como la señal resultante de una transición entre dos niveles discretos de energía, simple, aislada y libre de superposiciones adyacentes. Se emite una línea espectral cuando un electrón enlazado sufre una transición de un nivel superior (q) de energía $E(q)$ [J] a un nivel inferior (p) de energía $E(p)$ [J], por el principio de conservación de la energía, la frecuencia del fotón (ν) [s^{-1}] que da lugar a la línea de emisión viene dada por la expresión:

$$\nu = \frac{E(q) - E(p)}{h}, \quad (\text{Ec. 2.2})$$

donde h es la constante de Planck [6.626×10^{-34} J s]. La transición es espontánea y la tasa decaimiento es proporcional a la densidad del estado excitado, $n_Z(q)$, de la especie de carga Z en el estado superior:

$$-\left. \frac{dn_Z(q)}{dt} \right|_{q \rightarrow p} = A(q \rightarrow p) n_Z(q). \quad (\text{Ec. 2.3})$$

La constante $A(q \rightarrow p)$ [s^{-1}] es una constante atómica característica para cada transición específica y se conoce como probabilidad atómica de transición o coeficiente Einstein de emisión espontánea: determina la probabilidad de que el sistema se halle en un determinado nivel y pase espontáneamente a otro nivel inferior. Con cada transición se emite un fotón, por lo que, el coeficiente de emisión local (potencia emitida por estereorradián), $\varepsilon(q \rightarrow p)$, viene dado por:

$$\varepsilon(q \rightarrow p) = \frac{h\nu_{pq}(q)}{4\pi} A(q \rightarrow p) n_Z(q). \quad (\text{Ec. 2.4})$$

El coeficiente de emisión espectral de una línea es un parámetro que se emplea con frecuencia en espectroscopia es $\varepsilon_\nu(q \rightarrow p)$ [$W m^{-3} s^{-1}$], cuya importancia radica en que, la identificación de una línea espectral se establece asumiendo la transición entre niveles energéticos más probable $A(q \rightarrow p)$ [s^{-1}]. Esta ecuación indica que la intensidad medida de una línea espectral es proporcional a la densidad de población $n_Z(q)$. La suma de todas las probabilidades de transición $A(q \rightarrow p)$ de un nivel superior a todos los niveles inferiores determina el tiempo de vida, τ_q , [s] del nivel superior por emisión espontánea:

$$\tau_{pq} = \frac{1}{\sum_{p < q} A(q \rightarrow p)}. \quad (\text{Ec. 2.5})$$

La [Fig. 2.4](#) representa un diagrama de Grotian, donde se muestran, a modo de ejemplo, algunas de las transiciones electrónicas espontáneas del litio que satisfacen la regla de selección

de los niveles permitidos [116]. En este sentido cabe mencionar que, la intensidad de las líneas va a depender, por tanto, de dichos coeficientes de probabilidad de emisión/transición entre los estados inferiores y el estado superior de interés, de la densidad y temperatura electrónicas y de la densidad del ion de interés. Cuando se quiera conocer la intensidad absoluta de la línea espectral, además, habrá de tenerse en cuenta, la geometría de observación, por lo que deberá considerarse el ángulo sólido subtendido en los cálculos.

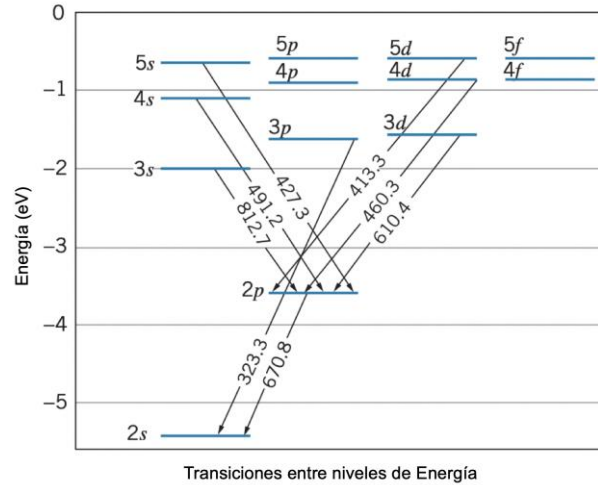


Fig. 2.4 Representación esquemática de los niveles de energía del litio atómico mostrando algunas de las transiciones espontáneas (etiquetadas con su longitud de onda asociada en nm) en la región del espectro visible, UV y NIR, permitidas según las reglas de selección [116].

Ensanchamiento y desplazamiento de las líneas espectrales.

Las líneas espectrales no están perfectamente definidas, sino que se extienden sobre un rango muy estrecho de longitudes de onda. Existen varios factores responsables de este ensanchamiento. Por el principio de incertidumbre de Heisenberg, si existe una incertidumbre, Δt , en el tiempo en que permanece un sistema en un estado, entonces el sistema tiene también una incertidumbre en la energía, ΔE , en vez de una energía específica, lo que se traduce en un rango de longitudes de onda de los fotones emitidos. Así, una fuente de ensanchamiento natural de la línea espectral surge precisamente de esta incertidumbre en la energía de los estados involucrados en la transición. La duración de un estado de energía atómica es del orden de 10^{-8} s, que corresponde a una anchura de línea natural de 6.6×10^{-8} eV. Debido a este ensanchamiento, la forma de las líneas espectrales no es estrictamente infinitesimal, sino que viene descrita por la función de forma de línea $\mathcal{A}(\omega)$, función que adopta una distribución Lorentziana. Siendo $\Delta\lambda_{1/2}^L$ [nm] la anchura máxima a media altura (*Full-Width at Half-Maximum*, FWHM), la forma de la línea espectral se expresa como [113]:

$$\mathcal{L}_L(\lambda, \Delta\lambda_{1/2}^L) = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta\lambda_{1/2}^L/2}{(\lambda - \lambda_0)^2 + \left(\Delta\lambda_{1/2}^L/2\right)^2} . \quad (\text{Ec. 2.6})$$

Otro de los mecanismos importantes que intervienen en el ensanchamiento de las líneas espectrales es el ensanchamiento Doppler térmico, que se relaciona con la temperatura del átomo o ion, T_i [eV], debido a la energía cinética de las partículas que constituyen el plasma. Si la distribución de velocidades de los iones es Maxwelliana, la emisión seguirá una distribución Gaussiana con un máximo en la longitud de onda en reposo (central), λ_0 [nm], cuyo ensanchamiento térmico (FWHM) se expresa como, $\Delta\lambda_{1/2}^D$ [nm]. La distribución vendrá dada por [113]:

$$\mathcal{L}_G(\lambda, \Delta\lambda_{1/2}^D) = \sqrt{\frac{4 \ln 2}{\pi}} \frac{1}{\Delta\lambda_{1/2}^D} \exp \left[-4 \ln 2 \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_{1/2}^D} \right)^2 \right], \quad (\text{Ec. 2.7})$$

Entonces, la temperatura iónica T_i [eV], se relaciona con la anchura espectral mediante la expresión:

$$T_i = 1.68 \times 10^8 A_i \left(\frac{\Delta\lambda_{1/2}^D}{\lambda_0} \right)^2, \quad (\text{Ec. 2.8})$$

siendo A_i [u.m.a.] la masa atómica del átomo o ion.

Como consecuencia de las colisiones de las partículas que lo constituyen sobre el átomo o ion emisor, en el plasma se crea una presión que puede dar lugar a un ensanchamiento colisional de las líneas espectrales (efecto Stark). Cuanta mayor presión exista en el plasma, mayor será el número de colisiones sobre una partícula determinada y, en consecuencia, mayor ensanchamiento de la línea. Como en el TJ-II la densidad electrónica, n_e , es normalmente menor que $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, su contribución es despreciable porque este efecto se aprecia a densidades altas, por lo que no será tenido en cuenta, salvo en el [capítulo 4](#).

El efecto Zeeman, por otra parte, es un fenómeno asociado a la presencia de campos magnéticos e introduce un desdoblamiento del nivel energético en dos niveles, debido a que el momento magnético alineado en la dirección del campo tiene menos energía que el momento opuesto al campo. Teniendo en cuenta que el ensanchamiento Zeeman puede estimarse como $\Delta\lambda_{1/2}^Z = 4.669 \times 10^{-8} B \lambda_0^2$ donde B [T], λ_0 [nm] ([Ec. 2.8](#)) y el ensanchamiento Doppler haría lo propio a partir de la expresión $\Delta\lambda_{1/2}^D = 7.16 \times 10^{-5} \lambda_0 (T_i / A_i)^{1/2}$ donde T_i [eV], A_i [uma], λ_0 [nm], la relación entre ambos ensanchamientos vendría dada por la expresión:

$$\Delta\lambda_{1/2}^Z / \Delta\lambda_{1/2}^D = 6.52 \times 10^{-4} B \lambda_0 (A_i / T_i)^{1/2}. \quad (\text{Ec. 2.9})$$

A modo de ejemplo, en la [tabla 2.9](#) se comparan las contribuciones de los diferentes efectos de ensanchamiento para la longitud de onda $\lambda_0 = 529$ nm correspondiente a la emisión del C VI (C^{5+}) con distintos valores de campo magnético y temperatura iónica:

B [T]	T_i [eV]	$\Delta\lambda_{1/2}^Z / \Delta\lambda_{1/2}^D$
1	50	0.169
1	500	0.05
0.1	50	0.017

Tabla 2.9 Razón entre el ensanchamiento Zeeman, $\Delta\lambda_{1/2}^Z$, y el ensanchamiento Doppler, $\Delta\lambda_{1/2}^D$, para la línea $\lambda = 529$ nm correspondiente al espectro de C VI (C^{5+}) a diferentes valores de campo magnético, B , y temperatura iónica, T_i .

En el *stellarator* TJ-II, el efecto Zeeman es pequeño, aunque no es totalmente despreciable, dado que típicamente el valor del campo magnético es de 1 T y la temperatura iónica aproximadamente es de 80 eV. Por último, en el caso de utilizar un espectrómetro como instrumento de medida habría que añadir el ensanchamiento instrumental propio del sistema que depende principalmente de la anchura de la rendija de entrada y del tipo de instrumento de medida. Estos aspectos se considerarán al describir los diferentes espectrómetros y detectores empleados en los experimentos. Independientemente del mecanismo de ensanchamiento de línea que tenga lugar, se puede producir también un desplazamiento Doppler, $\Delta\lambda$, que afecta a la longitud de onda real observada. Este desplazamiento es debido a que el conjunto de los iones se desplaza con una velocidad, v , en la dirección de observación, por lo que permite estimar velocidades que pudieran ser debidas a rotaciones en el plasma. Entonces, la longitud de onda de la línea se ve desplazada un valor, $\Delta\lambda_D$, con respecto a la longitud de onda de la línea del ion en reposo, λ_0 , que vendría dado por la expresión:

$$\Delta\lambda_D = \frac{v \lambda_0}{c \times \cos \sigma}, \quad (\text{Ec. 2.10})$$

donde σ es el ángulo entre el vector de movimiento del emisor y la línea de visión del receptor. Las técnicas espectroscópicas ofrecen las siguientes ventajas: i) son técnicas ampliamente usadas y documentadas en la literatura; ii) son poco perturbativas, en el caso de las técnicas pasivas; iii) permiten la identificación de elementos a través de su firma espectral; y iv) se pueden aplicar para determinar parámetros del plasma como la temperatura iónica o la velocidad de rotación, entre otros. Sin embargo, una de las mayores desventajas de las técnicas espectroscópicas pasivas es el hecho de que la radiación detectada y, por ende, la integrada se

obtiene a lo largo de una línea de visión, donde la densidad y temperatura de los iones del plasma no tienen por qué ser uniformes.

En el TJ-II las líneas espectrales de emisión que se utilizan para extraer información del plasma son las del gas de trabajo (hidrógeno, deuterio o helio) y las de las impurezas presentes en pequeñas concentraciones: helio, litio, boro, carbono, oxígeno, etc. La fuente de la gran mayoría de las líneas espectrales en el plasma es la excitación colisional: colisiones con electrones en el plasma excitan a los electrones ligados en los iones a estados superiores. Luego, el ion emite un fotón característico, que depende de la diferencia de energía entre el estado inicial y el estado final. A continuación, se llevará a cabo una introducción breve a los principales mecanismos responsables de la emisión de líneas espectrales sobre un fondo continuo.

Ionización, excitación colisional y recombinación.

El plasma puede entenderse como un gas altamente ionizado, donde producen fenómenos de ionización, excitación colisional y de recombinación radiativa, principalmente. Al colisionar las partículas del plasma, se produce una transferencia de momento, los electrones se frenan y se emiten fotones en forma de radiación electromagnética. La radiación debida a los electrones libres acelerados en el plasma puede ser debida a una transición libre-libre (*free-free*), si el estado final del electrón también es libre (radiación de frenado) o a una transición libre-ligado (*free-bound*) cuando el electrón es capturado por un ion dando lugar a un estado ligado (recombinación radiativa). Debe aclararse que las colisiones electrón-electrón pueden ser ignoradas aquí porque su contribución a la radiación total es generalmente menor a menos que las velocidades de los electrones sean relativistas.

Para que se produzca la ionización se requiere que un electrón con suficiente energía (por encima de cierto umbral conocido como potencial de ionización, V_p [eV], colisione con un átomo o ion, A^{+Z} , y uno de los electrones ligados sea expulsado [$A^{+Z} + e^- \rightarrow A^{+(Z+1)} + 2e^-$]. A partir de dicho potencial de ionización la sección eficaz de la ionización crece hasta su máximo y, posteriormente, decae de manera asintótica, con una tasa o coeficiente de ionización o ritmo de ionización semiclásico, $\langle \sigma_i v \rangle$ [$m^3 s^{-1}$], que viene dada (asumiendo una distribución Maxwelliana de electrones) por la expresión [117]:

$$\langle \sigma_i v \rangle = 1.7 \times 10^{-14} \bar{g}_{ff} (R_y/V_p)^2 (T_e/R_y)^{0.5} \exp(-V_p/T_e) [1 - \exp(-V_p/T_e)], \quad (\text{Ec. 2.11})$$

donde \bar{g}_{ff} es el factor de Gaunt (factor de corrección para aumentar la precisión en el cálculo clásico de los espectros de emisión), R_y es la constante de Rydberg [13.6 eV], V_p es el potencial de ionización del estado considerado [eV] y T_e es la temperatura electrónica [eV].

En la excitación colisional, un ion con estado de carga $+Z$ colisiona con las partículas del plasma y provoca que un electrón se excite desde un estado p a un estado superior q . $[A^{+Z}(p) + e^- \rightarrow A^{+Z}(n_q > n_p) + e^-]$ y se produce la emisión de líneas espectrales en cascada hasta alcanzar el estado fundamental. El coeficiente semiclásico de excitación colisional $\langle \sigma_{xc} v \rangle$ [$m^3 s^{-1}$] viene dado, asumiendo una distribución Maxwelliana de probabilidades como [117]:

$$\langle \sigma_{xc} v \rangle = 3.15 \times 10^{-13} f_{pq} (R_y/E_{pq}) \bar{g}_{ff} (R_y/T_e)^{1/2} \exp(-E_{pq}/T_e), \quad (\text{Ec. 2.12})$$

siendo f_{pq} es la fuerza del oscilador (cantidad adimensional que expresa la probabilidad de emisión de radiación electromagnética) y E_{pq} es la diferencia de energía [eV] entre los niveles p y q , R_y es la constante de Rydberg [13.6 eV] y T_e es la temperatura electrónica [eV].

En la recombinación radiativa de un electrón libre de energía cinética, E_{kin} [eV], capturado por el campo de un ion positivo $+Z$, se produce un nivel excitado $(q) + (Z-1)$. Al electrón se le transfiere el exceso de energía, es decir, la energía cinética inicial y el potencial de ionización del estado ligado final. Como resultado se emite una cascada de fotones: el electrón cae de nivel a otro nivel inferior (p) emitiendo fotones que corresponden a la diferencia en energía entre los niveles, que viene dada por la ley de Planck, formándose un átomo o ion de carga una unidad menor $[A^{+Z} + e^- \rightarrow A^{+(Z-1)}(q) + h\nu]$. En el proceso se emiten tanto líneas espectrales como espectro continuo. El coeficiente semiclásico del proceso, $\langle \sigma_{rr} v \rangle$ [$m^3 s^{-1}$], viene dado por la expresión [117]:

$$\langle \sigma_{rr} v \rangle = \bar{g}_{ff} 5.2 \times 10^{-20} Z (V_q/T_e)^{1.5} \exp(V_q/T_e) E_{kin} (V_q/T_e), \quad (\text{Ec. 2.13})$$

donde \bar{g}_{ff} es el factor de Gaunt. Debido a que la distribución de energía de los electrones es continua, el espectro de emisión de la recombinación radiativa es continuo con discontinuidades debido a la estructura discreta de los niveles atómicos.

La recombinación también puede ser dieléctrica, cuando un electrón es capturado por un ion de carga $+Z$ y el exceso de energía el proceso resulta en la excitación de un electrón a un estado excitado superior, $[A^{+Z} + e^- \rightarrow A^{+(Z-1)**}]$. Este ion doblemente excitado se puede relajar mediante autoionización (de vuelta al estado original de carga $+Z$ y liberar un electrón) o mediante cascadas radiativas quedándose con carga $+(Z-1)$. El proceso de recombinación inicial ocurre sin radiación. El coeficiente semiclásico del proceso, $\langle \sigma_{rd} v \rangle$ [$m^3 s^{-1}$], asumiendo una distribución Maxwelliana, viene dado por la expresión [117]:

$$\langle \sigma_{rd} v \rangle = 8.8 \times 10^{-18} f_{qp} Z^{2/3} (E_{pq}/R_y) (R_y/T_e)^{1.5} \exp(-E_{pq}/T_e), \quad (\text{Ec. 2.14})$$

siendo f_{qp} es la fuerza del oscilador (cantidad adimensional que expresa la probabilidad de emisión de radiación electromagnética), E_{pq} es la diferencia de energía [eV] entre los niveles p y q , R_y es la constante de Rydberg [13.6 eV], T_e es la temperatura electrónica [eV].

La recombinación radiativa da lugar a una cascada de emisiones de fotones con distintas energías, pero su tasa es inferior a la tasa de excitación colisional, excepto a bajas temperaturas. Es decir, en plasmas de baja temperatura el efecto de la recombinación radiativa ha de ser tenido en cuenta, mientras que, en altas temperaturas, como en el plasma del TJ-II se considerará la excitación colisional. A modo de ejemplo, la [Fig. 2.5](#) recoge la tasa de los diferentes procesos colisionales involucrados para el C^{+4} .

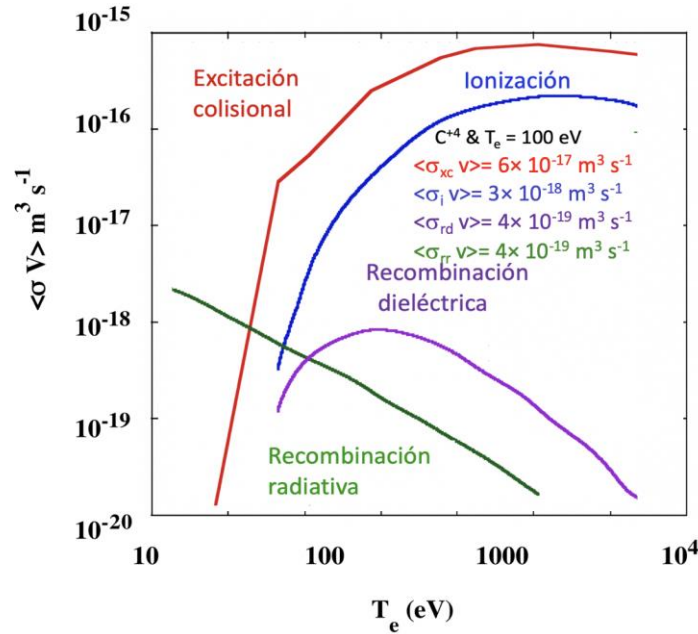


Fig. 2.5 Tasas de los procesos colisionales involucrados (excitación colisional, ionización y recombinación) en función de la temperatura electrónica del plasma para el ion de C^{+4} [117].

Como puede observarse, cuando la temperatura es superior a $T_e > 50$ eV, en el ejemplo los procesos de ionización y excitación colisional dominan frente al resto y, por ende, la interpretación y el análisis de los espectros de emisión del plasma se simplifican. A la vista de la [Fig. 2.5](#), en el TJ-II, donde la temperatura electrónica es del orden de 1 keV, la excitación por colisiones es el mecanismo más importante.

Distribución de estados de ionización de impurezas en plasmas.

En el equilibrio de excitación colisional e ionización el estado dominante depende fuertemente de la temperatura (véanse [Fig. 2.5](#) y [2.6](#)). La combinación de ambas da lugar a la distribución a modo de capas: los iones se distribuyen en diferentes regiones del plasma a consecuencia del gradiente de temperatura. La probabilidad de encontrar un ion (fracción de abundancia) en el centro del plasma depende de manera proporcional y directa del grado de ionización del mismo y de la temperatura del plasma. Por este motivo, teniendo en cuenta los perfiles de temperatura electrónica presentes en el TJ-II (véase [Fig. 1.9](#)) en las zonas más frías

del plasma, que en el TJ-II corresponden al borde, se encuentra la población e iones que ha sufrido menos procesos de ionización; mientras que, en la región central (*core*), del plasma se distribuyen los iones que están altamente ionizados.

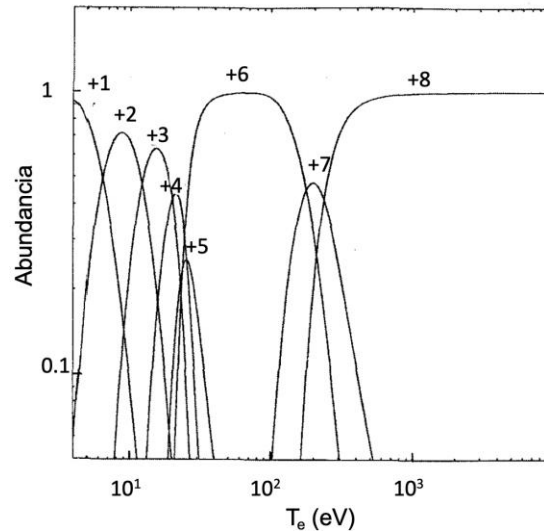


Fig. 2.6 Fracción de abundancia de diferentes estados de ionización del oxígeno en equilibrio de corona en función de la temperatura electrónica [117].

El primer potencial de ionización del hidrógeno es de 13.62 eV y el del litio 5.61 eV. La [tabla 2.10](#) recoge los potenciales de ionización de algunas de las especies presentes en el TJ-II. De esta manera podemos hablar de un plasma en el TJ-II con una distribución a modo de capas de cebolla, esto es, los iones tienden a adoptar una distribución concéntrica donde en el exterior se encuentran las poblaciones menos ionizadas y en la región interna, las más ionizadas.

Elemento	Potencial de ionización (eV)
H	13.62
Li	5.61
Li ⁺	76.64
Li ⁺²	122.45
B	8.30
B ⁺	25.15
B ⁺²	37.93

Tabla 2.10 Potenciales de ionización de hidrógeno, litio y boro [118].

La radiación de frenado electrón-ion.

La radiación de frenado electrón-ion o *bremmstrahlung* se produce principalmente por la aceleración libre-libre de los electrones debido a las colisiones coulombianas en plasmas de alta temperatura con partículas cargadas. Un electrón que se mueve en las proximidades de un ion

es acelerado por el campo coulombiano y se emite un fotón. La emisividad ¹⁴ $\varepsilon_{e-i}(\lambda) \left[\frac{W}{\text{cm}^3 \text{ nm sr}} \right]$ para una determinada longitud de onda (λ) [nm] para todas las especies iónicas en un plasma con distribución de velocidad Maxwelliana y por ángulo sólido viene dada por [119, 120]:

$$\varepsilon_{e-i}(\lambda) = 1.516 \times 10^{-30} \frac{\bar{g}_{ff} n_e n_i Z_i^2 \exp \frac{1240}{\lambda T_e}}{\lambda^2 \sqrt{T_e}}, \quad (\text{Ec. 2.15})$$

siendo T_e la temperatura electrónica [eV], n_e la densidad electrónica [cm^{-3}], n_i la densidad iónica [cm^{-3}] asumiendo que la carga iónica Z_i es igual a la carga neta de los iones; \bar{g}_{ff} el factor de Gaunt que determina la densidad de potencia espectral de una interacción libre-libre con correcciones cuánticas. Se pueden utilizar diferentes valores para el factor de Gaunt, que dependen fundamentalmente de las condiciones del plasma. Se han desarrollado diferentes aproximaciones analíticas [121, 122, 123, 124] para determinar el \bar{g}_{ff} para iones como el hidrógeno, en diferentes regiones del espectro y bajo diferentes condiciones de temperatura. En esta memoria se emplearán las aproximaciones de Morita *et al.* [119, 120], que consideran la expresión:

$$\bar{g}_{ff} = 1.35 T_e^{0.15}; \quad (\text{Ec. 2.16})$$

y las de Anderson *et al.* [121], que lo deducen de la expresión:

$$\bar{g}_{ff} = 3.77 Z_{eff}^{-0.055} T_e^{0.182}, \quad (\text{Ec. 2.17})$$

por ser la concentración de impurezas del TJ-II en general bastante baja y en el rango de temperatura entre 500 y 1400 eV ambas fórmulas se consideran una buena aproximación. Cabe señalar que ninguna fórmula es una buena aproximación en regiones donde la temperatura electrónica es del orden de 400 eV, es decir, en el borde del plasma, por lo que se deberá implementar otro ajuste si fuera necesario.

Concepto de carga efectiva iónica.

La carga efectiva iónica es el promedio del número de carga de los iones del plasma, se utiliza como una medida del efecto de las impurezas en el aumento de las pérdidas por radiación, afectando a las condiciones de ignición del plasma. La carga efectiva iónica puede deducirse de la intensidad de la radiación emitida por el plasma siempre y cuando la contribución de la emisión de líneas espectrales y la recombinación sean despreciables en el rango de longitudes

¹⁴ Emisividad, la nomenclatura científica correcta para esta entidad conforme a los estándares C.I.E. (*Commission Internationale de l'Eclairage*) es *radiancia espectral* $L^*(\lambda)$, que es una medida del flujo por unidad de volumen en la dirección de emisión, por unidad de ángulo sólido y por unidad de longitud de onda. Conforme a la literatura existente, en adelante se referirá a ella como emisividad.

de onda observado. Teniendo en cuenta la ecuación de la emisividad (Ec. 2.15), es conveniente definir la carga efectiva iónica como:

$$Z_{eff} = \frac{\sum_s n_s Z_i^2}{n_e}, \quad (\text{Ec. 2.18})$$

donde, n_s es la densidad iónica del estado de ionización con carga Z_i , la suma se lleva a cabo sobre todas las especies presentes en el plasma. Cabe reseñar que, por la quasi-neutralidad del plasma, $n_e = \sum_s n_s Z_i$. De esta forma, sumando la emisión de frenado (Ec. 2.15) de todos los iones del plasma, se obtiene la siguiente expresión:

$$\varepsilon(\lambda) = \frac{\Delta P}{\Delta \lambda} = 1.516 \times 10^{-30} \frac{\bar{g}_{ff} n_e^2 Z_{eff}^2 \exp\left(-\frac{1240}{\lambda T_e}\right)}{\lambda^2 \sqrt{T_e}} \left[\frac{\text{W}}{\text{cm}^3 \text{ nm sr}} \right]. \quad (\text{Ec. 2.19})$$

La [Ec. 2.20](#) es la base de las medidas de Z_{eff} que se llevarán a cabo en este trabajo y cuyos resultados se expondrán y discutirán a lo largo del [capítulo 3](#). Así, para la estimación de la Z_{eff} del plasma, agrupando la dependencia con la longitud de onda en el término $\xi(\lambda)$, y aplicando el factor de Gaunt de Anderson [[121](#)] la emisividad espectral se reescribiría como sigue:

$$\varepsilon_\lambda = \xi(\lambda) n_e^2 Z_{eff}^{0.945} T_e^{-0.318}. \quad (\text{Ec. 2.20})$$

Despejando la carga efectiva del plasma se estimaría a partir de la expresión:

$$Z_{eff} = \left(\frac{\varepsilon_\lambda T_e^{0.318}}{\xi(\lambda) n_e^2} \right)^{1/0.945}. \quad (\text{Ec. 2.21})$$

El aumento de Z_{eff} representa un aumento de la emisión continua con respecto a la emisión continua del plasma no contaminado por impurezas. En términos generales, a las temperaturas en que operará un reactor de fusión (10-20 keV), la pérdida radiativa más importante será la pérdida debida a la radiación de frenado. En particular, la presencia de impurezas en el plasma tiene dos consecuencias para el plasma: la dilución de las especies hidrogénicas y la pérdida de potencia del plasma por radiación. La pérdida de potencia por la emisión de líneas espectrales se incrementa fuertemente con el número atómico, siendo la potencia total radiada $P_r = \sum n_z R_p(T_e)$, donde R_p es el parámetro de radiación para los diferentes átomos. Según la [Ec. 2.20](#) las pérdidas radiativas varían linealmente con la Z_{eff} , pero la presencia de una concentración baja de impurezas con alta carga incrementaría sustancialmente la Z_{eff} , ya que depende de la carga de los iones ([Ec. 2.18](#)). Así, un plasma con impurezas de número atómico alto, que se ionicen en el centro del plasma, emitirá mucha radiación. De ahí la importancia de poder determinar la carga efectiva iónica del plasma en los dispositivos de fusión.

Otros procesos emisivos: Procesos de intercambio de carga.

Tanto los protones como los elementos completamente ionizados (Li^{2+} , B^{5+} , C^{6+} , etc.) no emiten líneas espectrales directamente al no contar con ningún electrón. Para poder extraer

información espectroscópica relevante de ellos se estudia la emisión procedente de las partículas neutras o iones menos cargados que se forman mediante el proceso de intercambio de carga con átomos neutros. En estos procesos, un protón o un ion completamente ionizado interacciona con un átomos o una molécula neutras y le capturan un electrón. Durante este proceso, el electrón atrapado en un nivel superior del ion resultante decae a un nivel inferior con la emisión de un fotón característica. Este fenómeno da lugar a una técnica espectroscópica específica que es la espectroscopia de intercambio de carga, conocida por sus siglas en inglés CXRS¹⁵ (*Charge eXchange Recombination Spectroscopy*).

Estimación de la carga efectiva.

Para la estimación de la carga efectiva del plasma que se llevará a cabo en el [capítulo 3](#) se aprovecha la emisión *bremmstrahlung* [119]. En el [epígrafe 3.1.2](#) y la [sección 3.3](#) se asume, en primer lugar, que esta emisión se produce por la desaceleración de los electrones como partículas cargadas al ser desviadas por su interacción con iones, partículas de carga opuesta¹⁶. En segundo lugar, la presencia de líneas resonantes de emisión ha de ser descartada de los espectros continuos para poder determinar el *bremmsstrahlung* y la recombinación radiativa es típicamente varios órdenes de magnitud menor que la radiación de frenado en el rango del visible [125]. Si estas premisas se consideran, la Z_{eff} , deducida de la potencia medida de la emisión de *bremmsstrahlung*, es una medida adecuada de los niveles de impurezas, aunque la composición específica de las impurezas, se insiste, no puede cuantificarse sólo a partir de este parámetro [120]. Estas son las asunciones que se han de tener en cuenta

2.3. ESPECTROSCOPIA ÓPTICA EN EL TJ-II

En el [epígrafe 1.3.4](#) se describieron brevemente los diagnósticos del plasma del TJ-II, tanto pasivos (por no interferir con el plasma del mismo: espectroscopia pasiva, detectores bolométricos o de rayos X, etc.) como activos (esparcimiento Thomson, espectroscopia de intercambio de carga, ablación por láser, etc.). Este apartado se centrará en las diferentes

¹⁵ CXRS: Espectroscopia de recombinación por intercambio de carga. Proporciona el espectro de energía de los iones de plasma y, asumiendo una función de distribución Maxwelliana de energía, permite estimar el perfil de la temperatura iónica a partir de dicho espectro.

¹⁶ La desaceleración de los iones es mínima dado que la masa, A , de un ion es 1838 veces mayor que la masa del electrón. Así, la contribución de desaceleración de los iones es nula y, en consecuencia, es sólo la desaceleración de los electrones la que produce radiación de frenado o *bremmsstrahlung*. Convendría diferenciar la fuente de emisión continua debida a la radiación del cuerpo negro, de la radiación continua debida a colisiones de los elementos del plasma. La emisión del cuerpo negro permanecería en estado estacionario con respecto a los parámetros cambiantes del plasma y se traduciría en un fondo continuo sobre el propio espectro. No obstante, en plasmas de fusión debido a que la densidad electrónica es baja ($\sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$), el plasma es ópticamente delgado, esto es, no emite radiación del cuerpo negro. Siendo la emisión de líneas resonantes de estados de ionización de los elementos (emisión ligado-ligado), la recombinación radiativa (radiación libre-ligado) y el *bremmsstrahlung* (emisión libre-libre) los procesos emisivos dominantes.

aplicaciones de espectroscopia empleadas en el TJ-II utilizadas para el desarrollo de esta memoria.

2.3.1. ESPECTROSCOPIA PASIVA PARA DETERMINAR LAS IMPUREZAS PRESENTES EN EL PLASMA

Como se ha señalado anteriormente, el estudio de las impurezas presentes en el plasma es de crucial importancia. En este trabajo, se empleará un espectrómetro de baja resolución espectral y amplio espectro (PMA12) para estudiar la evolución de las impurezas presentes en plasmas del TJ-II. Las especificaciones técnicas y el dispositivo experimental se detallarán en el [epígrafe 2.4.1.](#)

2.3.2. ESPECTROSCOPIA PASIVA PARA DETERMINAR LA CARGA EFECTIVA DEL PLASMA A PARTIR DEL *BREMSSTRAHLUNG*

Para cuantificar la contaminación del plasma por impurezas, se suele determinar la carga efectiva iónica a partir de medidas de la radiación continua de frenado o *bremsstrahlung* en un rango espectral estrecho libre de emisión de líneas [119, 120]. En concreto, en descargas de hidrógeno o deuterio en el TJ-II, una Z_{eff} muy por encima de 1 puede aumentar la densidad electrónica del plasma por encima de la densidad de corte (*cut-off*), aquella donde el plasma ya no absorbe las microondas de calentamiento y colapsa, por lo que se produciría la interrupción del plasma¹⁷ [38]. La Z_{eff} se ha medido en distintos dispositivos, por ejemplo en *tokamaks* como DIII-D, (*Doublet III-San Diego*), [123], o EAST (*Experimental Advanced Superconducting Tokamak*), [124], y en *stellarators* como el LHD (*Large Helical Device*), [126], o W7-X (*Wendelstein 7-X*), en Greifswald [127].

Hasta la actualidad se ha medido la Z_{eff} del plasma del TJ-II mediante técnicas de rayos X, espectroscopia de rayos X blandos (*Soft X-Ray Spectroscopy*). Los perfiles de rayos X son reconstruidos tomográficamente a partir de las señales de detectores ubicados en el interior de la cámara de vacío en distintas posiciones poloidales, que observan diferentes cuerdas de visión del plasma. El valor de la Z_{eff} se calcula asumiendo que sólo una impureza es la dominante en el plasma, con el código IONEQ¹⁸ [128]. La [Fig. 2.7](#) muestra la evolución temporal de la Z_{eff} medida con esta técnica en plasmas ECRH a lo largo de tres descargas en el TJ-II. Como puede verse el valor medio obtenido por esta técnica es inferior a 1.5 en las descargas #41562 y #41569 donde se está introduciendo una sonda de LiSn. Luego, en la descarga #41573, al insertarse la

¹⁷ En el TJ-II la densidad de corte tiene un valor de $1.75 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

¹⁸ IONEQ calcula la profundidad óptica simultáneamente para los iones de todos los elementos abundantes en el plasma, suponiendo un equilibrio de ionización y teniendo en cuenta la turbulencia. Este modelo fue desarrollado por Efrain Gatuzz y Eugene Churazov.

sonda en una parte más caliente del plasma, se incrementa el valor de la Z_{eff} a 1.8 debido a un aumento en las cantidades de Li y Sn que entran en el plasma. Sin embargo, dado que la Z_{eff} es un parámetro crítico para el TJ-II, es prudente poder medirlo utilizando más de una técnica para aumentar la confianza en la medición. Por lo tanto, dado que el rango de longitud de onda visible es el rango menos complicado para realizar la espectroscopia y se dispone de numerosos espectrómetros ópticos en el TJ-II, en el [capítulo 3](#) de la presente memoria se describe un método que permite determinar la emisión *bremsstrahlung* y la Z_{eff} , del plasma TJ-II en un rango estrecho de longitudes de onda libre de líneas de emisión espectral.

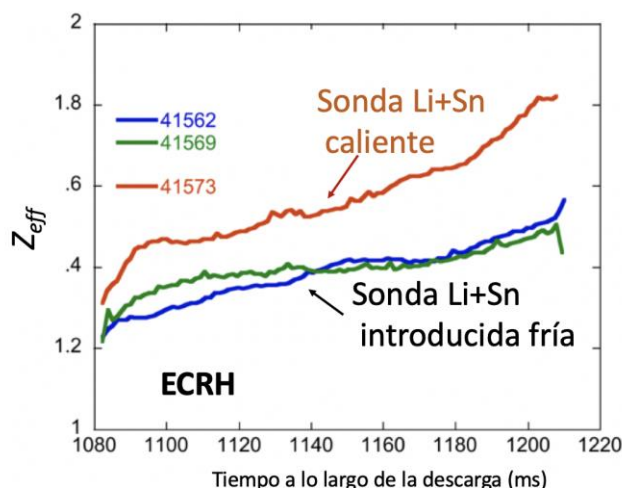


Fig. 2.7 Evolución temporal de la carga efectiva del plasma durante 3 descargas de plasma con calentamiento ECR, medida mediante la técnica de espectroscopia de rayos X blandos y en las que se introduce una sonda de LiSn caliente [129].

Se habían llevado a cabo experimentos previos [130] [131], para intentar determinar la Z_{eff} a partir de medidas de *bremsstrahlung* en el rango del visible con resultados significativamente más altos que los estimados mediante rayos X, mayores que 2 en el centro del plasma. Mediante medidas obtenidas con el espectrómetro PMA12, se ha determinado que las impurezas en el TJ-II son principalmente de bajo número atómico, así la Z_{eff} debe tener valores más cercanos a 1 para $\rho = 0$ a 0.2 que los encontrados en [130]. En este trabajo se han mejorado las condiciones experimentales del método y se han ampliado las medidas a tres rangos espectrales para intentar conseguir un mejor acuerdo entre los métodos para la obtención de la Z_{eff} del plasma a partir de espectroscopia de rayos X y la espectroscopia óptica, y poder desentrañar la razón del incremento en el valor de la Z_{eff} [130]. Así, para identificar los rangos espectrales libres de líneas de emisión, se empleará el espectrómetro PMA12. A continuación, con un espectrómetro de mayor resolución espectral (las especificaciones técnicas y el dispositivo experimental se detallarán en el [epígrafe 2.4.1](#)), el espectrómetro ACTON de $\frac{1}{2}$ m

operando con un detector CCD, se escogerá cada uno de los rangos limpios de líneas de emisión con mayor precisión. Dicho espectro de radiación continuo entonces corresponde solo a la radiación de frenado o *bremmstrahlung* [119, 120]. Luego, se medirá la intensidad de luz en uno de los rangos limpios de líneas de emisión, con resolución temporal del orden de microsegundos, usando un espejo giratorio y un tubo fotomultiplicador (PMT¹⁹), acoplado al segundo plano focal del espectrómetro ACTON de ½ m, lo que permitirá determinar la carga efectiva a través de la emisividad del plasma, puesto que el empleo del espejo giratorio añade resolución espacial (permite obtener perfiles de emisividad al barrer el plasma) y el PMT añade resolución temporal a los espectros adquiridos. Dado que la presencia de impurezas aumenta la emisividad, a partir de la reconstrucción de los perfiles de emisividad así obtenidos (Ec. 2.19) se procederá al cálculo de la Z_{eff} con una serie de asunciones que se explicarán en detalle en el capítulo 3, junto con los resultados de este experimento y la discusión de los mismos.

2.3.3. ESPECTROSCOPIA PASIVA PARA DETERMINAR LA ROTACIÓN DE LAS IMPUREZAS EN EL CENTRO DEL PLASMA

Las medidas de rotación en dispositivos de fusión por confinamiento magnético se han convertido en un tema importante puesto que la velocidad de rotación observada está directamente relacionada con el campo eléctrico radial. Por un lado, en un reactor la rotación del plasma afecta a la capacidad de mantenerlo confinado el tiempo suficiente para que se obtenga energía neta de las reacciones fusión. Perfiles con una fuerte variación radial de la velocidad (denominada cizalla o *shear*), causan una disminución del transporte turbulento, que puede conducir a modos de confinamiento mejorado en los que la turbulencia se encuentra prácticamente suprimida en una región del volumen de confinamiento. Por otro lado, la rotación también es importante para la estabilidad del plasma: ITER requiere que el plasma rote respecto a las paredes del dispositivo para evitar inestabilidades resistivas, pero los haces energéticos de partículas para el calentamiento de ITER apenas podrán imprimir rotación a la zona central del plasma. Además, se ha observado experimentalmente que la columna de plasma en un *tokamak* puede rotar espontáneamente sin ninguna inyección externa de momento. La teoría necesaria para entender esta rotación intrínseca del plasma se conoce como teoría girocinética del transporte turbulento de momento en sistemas axisimétricos. En dispositivos de confinamiento

¹⁹ PMT: detector de adquisición de radiación donde, a través de un fotocátodo, por efecto fotoeléctrico, se produce un electrón que se acelera hacia una serie de electrodos o dínodos, debido al campo eléctrico creado por una tensión suministrada externamente. Este fotoelectrón inicial va siendo multiplicado (tubo fotomultiplicador) a su paso por los dínodos obteniéndose en el último de ellos (ánodo) una corriente. La respuesta total del fotomultiplicador consiste en un único pulso de amplitud proporcional a este número de fotones y, por tanto, proporcional también a la energía depositada.

magnético tipo *stellarator*, sin simetría axial, es la teoría neoclásica la que define la velocidad de equilibrio [132]. Por último, en la llamada transición al modo mejorado, que se observa tanto en *tokamaks* como en *stellarators*, y que se asocia a un cambio en el perfil de rotación en la zona exterior del plasma, parece que el campo de velocidad del plasma contribuye a la mejora de confinamiento observada [132].

Para determinar las velocidades de rotación se emplean técnicas tales como sondas Langmuir [133] en el borde o reflectometría Doppler en regiones más internas [134, 135]. Sin embargo, las técnicas más utilizadas son espectroscopia pasiva o activa, donde se mide el desplazamiento Doppler de la longitud de onda de líneas espectrales emitidas por las impurezas, ya que generalmente pueden cubrir un mayor radio del plasma y alcanzar el centro del plasma [136, 137]. En *tokamaks* se han medido simultáneamente las velocidades de rotación toroidal y poloidal usando técnicas espectroscópicas de recombinación de intercambio de carga (CXRS) [138, 139] o mediante técnicas de inversión de las asimetrías [140]. En *stellarators*, se han llevado a cabo algunas medidas de rotación toroidal. Así, en [141], se analizan los efectos de la cizalladura del campo eléctrico radial y su relación con la velocidad de rotación en el confinamiento de partículas o en [142], mediante CXRS.

La espectroscopia pasiva Doppler puede resultar complementaria a las técnicas existentes para determinar las velocidades de rotación de impurezas en el centro del plasma. En el TJ-II se desarrolló un método para medir velocidades de rotación con calibración absoluta mediante espectroscopia pasiva, utilizando una única vista de plasma. El método consistía en grabar simultáneamente las líneas de emisión del plasma y de una lámpara de calibración por medio de una guía de doble fibra ambos acoplados a un espectrómetro de alta resolución equipado con un detector lineal intensificado [143]. En esta memoria se mejorará el sistema empleado como espectrómetro secundario ACTON de 1 m de focal que opera con 9 fibras, eliminando dichas fibras y estableciendo canales de visión directa y se plantea llevar a cabo medidas de rotación de impurezas centrales en trabajos futuros.

2.3.4. TÉCNICAS ESPECTROSCÓPICAS ASOCIADAS AL EMPLEO DE LÁSERES

Los métodos experimentales para estudiar tanto el transporte de partículas como de energía en un plasma caliente confinado por campos magnéticos [144] se pueden dividir en dos grupos. Los métodos basados en un balance global de energía o partículas de una parte, y, de otra, los métodos basados en el comportamiento del plasma frente a transitorios de la densidad o de pulsos de calor. Estas situaciones se producen modulando o pulsando una fuente de

calentamiento o aprovechando transitorios naturales del plasma asociados a su propia actividad magneto-hidrodinámica. Los métodos de balances globales necesitan conocer en detalle las fuentes y sumideros de partículas y calor, lo que supone una gran dificultad experimental, en particular, cuando se presentan asimetrías poloidales y toroidales importantes como es el caso del TJ-II [145], y no se pueden emplear principios de simetría que simplifiquen el problema. Los métodos transitorios consideran una pequeña perturbación del estado de equilibrio y no necesitan una información tan exhaustiva del estado estacionario del sistema, será en este marco donde se llevarán a cabo los experimentos de espectroscopia asociada al empleo de láseres [146, 147], ya que la técnica de monitorización de la perturbación introducida se basa en reconstrucciones bolométricas y de rayos X [148].

Desde que en 1960 T. Maiman desarrolla el láser de rubí [149], sus aplicaciones son innumerables en los diferentes campos de la ciencia. Su asociación con técnicas espectroscópicas es una de estas aplicaciones. En la presente memoria se emplearán dos técnicas con láser: i) la técnica de espectroscopia de plasma o de disociación inducida por láser o LIBS (*Laser Induced Breakdown Spectroscopy*) y ii) la técnica de soplado por láser, más conocida por sus siglas en inglés LBO (*Laser Blow-Off*).

2.3.4.a) La espectroscopia de plasma inducido por láser, LIBS:

La espectroscopia de plasma inducido por láser es un método prometedor para el monitoreo remoto e *in-situ* de procesos de erosión, deposición y retención de combustible de plasma (D, T) en la primera pared de dispositivos de fusión [150]. En lo referente a la técnica LIBS en el campo de la fusión por confinamiento magnético, las actividades se han centrado en la caracterización de muestras que simulan las superficies erosionadas, redepositadas o contaminadas por el combustible de la fusión durante o después de la operación normal del reactor [151]. Por ejemplo, en muestras de wolframio, carbono y aluminio que se asemejan a los componentes de la cámara de vacío del futuro reactor ITER se han medido espectros para caracterizar estas superficies [151]; o en muestras extraídas de las placas del dispositivo de fusión ASDEX Upgrade, donde, después de las operaciones con plasma se analizó su composición y los resultados se compararon con otros datos de deposición *post mortem*: los perfiles de concentración de LIBS coincidieron cualitativamente con los proporcionados por la espectrometría de masas de iones secundarios [150]. Hasta la fecha, se han desarrollado varios sistemas LIBS [150, 151, 152, 153, 154] para su uso fuera de la cámara principal de dispositivos de fusión por confinamiento magnético, donde se puede implementar una técnica de análisis de superficie altamente sofisticada. Sin embargo, el LIBS ha sido raramente realizado *in-situ* en

los dispositivos de fusión; por un lado, debido a las dificultades de acceso y, por otro, debido a dificultades de análisis, es decir, cómo obtener información cuantitativa en las capas depositadas sobre la pared de la cámara de vacío del dispositivo.

Para la aplicación de la técnica descrita en el TJ-II, se ha empleado un láser pulsado de Nd:YAG (Brilliant B, Quantel, Francia) operando con una energía de 850 mJ en 6 ns. Su haz se ha focalizado en la pared interna del TJ-II mediante el empleo de una lente de cuarzo de 900 mm de focal, formando un *spot* de 1 mm de tamaño. La técnica permite monitorizar las impurezas de la pared de la cámara de vacío, y, de manera simultánea, se estudia la composición hidrogénica de la pared. También ha sido empleada para soportar los experimentos de espectroscopia de masas en los procesos de acondicionamiento de la pared y se ha desarrollado un método novedoso para la medida de la temperatura iónica del borde del plasma. Los equipos empleados para la implementación de esta técnica se describen en el [epígrafe 2.4.4](#). Los resultados de este experimento, así como otras aplicaciones, se mostrarán y discutirán en el [capítulo 4](#).

2.3.4.b) La espectroscopia de soplado por láser (LBO):

Las posibilidades experimentales de la técnica LBO en plasmas de fusión son bien conocidas en la literatura:

i) Estudios de transporte de partículas en dispositivos de confinamiento magnético [[155](#)], monitorizando la evolución temporal de las emisiones de iones altamente ionizados en el rango de VUV y de rayos X debidas a la perturbación que se produce como consecuencia de la inyección: Comparando su evolución con las predicciones de códigos de transporte, se deducen los coeficientes de transporte de partículas en función de los diferentes parámetros del plasma. Para facilitar los estudios conviene elegir elementos extrínsecos dado que sus líneas espectrales no suelen coincidir con las de las impurezas intrínsecas del propio plasma. La principal ventaja de esta técnica para estudios de transporte, frente al método basado en la inyección de pulsos de gas o su modulación, es la mayor flexibilidad en el tipo de átomos que se pueden inyectar, así como la posibilidad de usar elementos con reciclaje nulo. El reciclaje de los elementos en fase gaseosa complica enormemente el análisis de resultados. Aunque los fundamentos teóricos son bien conocidos, la implementación de la técnica entraña serias dificultades derivadas principalmente del control de la inyección de impurezas pesadas que pueden incrementar la carga efectiva del plasma y provocar el colapso radiativo con la consiguiente interrupción del plasma.

Los estudios más completos del transporte de partículas en *stellarators* abordados empleando la técnica LBO se han llevado a cabo en el *Heliotron J* [[156](#)], en el *Advanced*

Toroidal Facility (ATF) [157], en Wendelstein 7-AS [158] y en Wendelstein 7-X [159], permitiendo deducir coeficientes de transporte en estos dispositivos y una ley de escala para el confinamiento de partículas. Sin embargo, las dependencias paramétricas del transporte no se pueden entender completamente a partir de los modelos teóricos basados en primeros principios, e incluso los resultados experimentales son en ocasiones contradictorios entre dispositivos diferentes, lo que da idea de lo que todavía queda por investigar en este campo. La investigación previa a estos trabajos, englobando todos los aspectos de los *stellarators*, puede verse en [160].

La experiencia en el CIEMAT en torno a esta técnica y a su aplicación en plasmas calientes, se remonta a finales de la década de los ochenta en los que empleando el mismo láser de rubí con que se realizaban medidas de esparcimiento Thomson (usado para deducir perfiles de temperatura y densidad electrónica) en el *tokamak* TJ-I, se llevaron a cabo experimentos de transporte de partículas [148, 161]. Desde entonces, con una técnica actualizada se han efectuado diferentes experimentos de esta naturaleza en el dispositivo TJ-II [162, 163, 164], lo que ha permitido evaluar las potencialidades del método en las condiciones reales de este dispositivo [165].

Los fundamentos de los métodos de análisis de los experimentos de inyección de partículas con láser, pueden verse en [166, 167, 168, 169]. Como resultados del análisis se pueden obtener: el tiempo global de confinamiento de partículas, a partir del decaimiento exponencial de la intensidad de líneas de emisión de estados altamente ionizados o de la señal de monitores globales de radiación; y los coeficientes de difusión y convección de las partículas a partir de un análisis más elaborado, empleando un código de transporte de impurezas.

En esta memoria se llevarán a cabo experimentos de inyección de impurezas ligeras y pesadas en diferentes regímenes de calentamiento. A partir de las señales de monitores globales de radiación se deducirá el tiempo global de confinamiento de partículas gracias al programa *wdecay* [170]. Así mismo, se empleará como herramienta de análisis, para deducir los coeficientes de difusión y convección, el código STRAHL, utilizado en dispositivos de fusión [72]. Los experimentos recogidos en esta memoria basados en el empleo de la técnica de inyección de partículas mediante LBO emplean un pulso del láser pulsado de Nd:YAG focalizado sobre una película delgada del material que se desee inyectar (espesor 1-5 μm) para crear un pulso estrecho de partículas (100-300 μm) que puede penetrar en el plasma [162, 165]. El material previamente depositado en un soporte transparente es colocado en una cámara de vacío auxiliar a la cámara de vacío del TJ-II. La posición de la muestra se controla mediante un

manipulador de vacío motorizado y bajo control remoto. Con esta técnica se pueden generar, programando adecuadamente el experimento, haces atómicos, agrupaciones o *clusters* y microperdigones o *micropellets* como queda recogido en la literatura [171]. Los *clusters* y *micropellets* permiten mayor penetración en el plasma. El montaje experimental y los detalles para el empleo de esta técnica se describen más adelante en el [epígrafe 2.4.4](#). Los resultados del efecto de la inyección de impurezas ligeras y pesadas mediante la técnica LBO en diferentes regímenes de confinamiento con el objeto de obtener los parámetros de transporte de dichas impurezas se presentarán en la [sección 5.2](#).

ii) Generación de partículas-sonda de características adecuadas por su potencial de ionización o líneas de emisión [172] que serán analizadas con técnicas de espectroscopia de alta resolución para poder determinar parámetros plasmáticos. En esta tesis se investigará la aplicación de una técnica modificada, para el cálculo de la temperatura iónica en el borde del plasma. Para ello se empleará el láser pulsado de Nd:YAG que se focaliza sobre la pared de la cámara de vacío previamente recubierta con litio. Como consecuencia, tendrán lugar la ablación de este material, generando un pulso estrecho de partículas (100-300 μm), y su ionización en el plasma. El litio ablacionado e ionizado en el plasma viajará a lo largo de las líneas de campo del plasma y será monitorizado mediante fotomultiplicadores. A partir de su tiempo de vuelo (*Time-of-Flight*, TOF) se deducirá la temperatura iónica del borde del plasma. Los dispositivos empleados para este experimento se detallan en el [epígrafe 2.4.4](#) y los resultados de este experimento se presentarán en la [sección 4.3](#).

2.4. MATERIALES Y MÉTODOS EMPLEADOS DE ESPECTROSCOPIA ÓPTICA EN EL TJ-II

Antes de pasar a describir los sistemas, es preciso ubicarlos en el dispositivo experimental TJ-II. Los sistemas espectroscópicos y el láser empleados en esta memoria se sitúan, según la nomenclatura descrita en el [capítulo 1](#), en los sectores A1 (espectrómetro ACTON de $\frac{1}{2}$ m, PMA-12 y láser Nd:YAG) y B6 (espectrómetro McPherson, ACTON 1 m y monitor de impurezas de C^{4+}) en las ventanas SIDE del TJ-II ([Fig. 2.8](#)). El láser, el espectrómetro PMA12 y el espectrómetro ACTON $\frac{1}{2}$ m comparten la misma ventana de acceso a la cámara de vacío del sector A1, lo que permite el acceso a una sección poloidal completa del plasma, con unos 5 cm de plasma toroidalmente. Las medidas de la misma son 0.27 m de anchura horizontal y 0.34 m de altura vertical.

Las ventanas son de un compuesto de zafiro, ZS, ya que este material transmite longitudes de onda entre 190 nm y 5300 nm, por lo que es útil para aplicaciones UV, VIS NIR e IR, como

las que serán objeto de esta tesis. Su transmitancia es del 85%. Por último, el acceso restringido a la sala experimental donde está ubicado el TJ-II durante la operación, por razones de seguridad implica limitaciones de acceso a la hora de modificar los sistemas *in-situ* y la operación ha de llevarse a cabo preferentemente de manera automatizada y remota. No obstante, entre descargas del TJ-II, el acceso a la sala experimental es posible, aunque el número de entradas al recinto experimental es reducido.

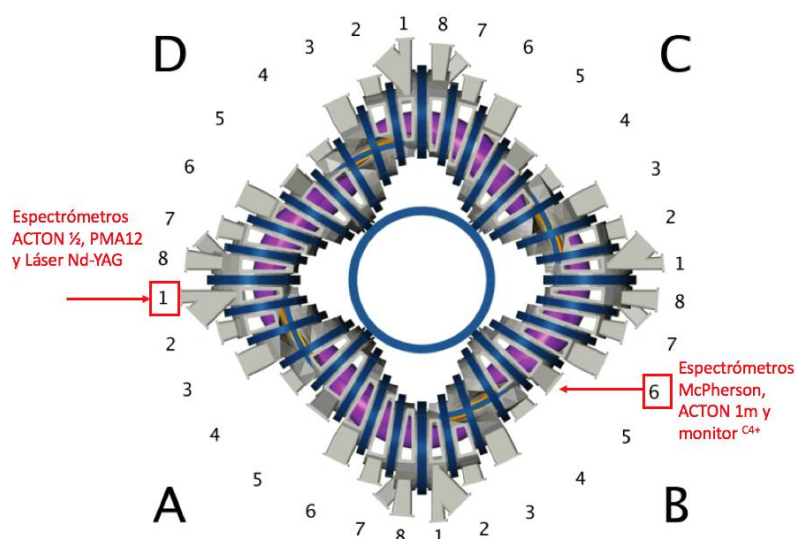


Fig. 2.8 Representación esquemática de los sectores del TJ-II donde se señala la localización de los sistemas espectroscópicos empleados en la memoria [31].

2.4.1. SISTEMAS DE ESPECTROSCOPIA PASIVA: ESPECTRÓMETROS Y DETECTORES

A continuación, se describen los diferentes espectrómetros empleados en la presente memoria. La ubicación de los mismos en los sectores A1 SIDE y B6 SIDE del TJ-II se puede apreciar en la [Fig. 2.8](#).

Sistema de detección de impurezas: espectrómetro PMA12 con detector BT-CCD.

Mide el espectro electromagnético en el rango del visible y UV/ NIR (200-950nm) con el fin de identificar líneas espectrales procedentes de las impurezas. Cuenta con un espectrómetro compacto con número f/4, tipo Czerny-Turner (PMA12, Hamamatsu C10027-01, Japón). La [Fig. 2.9](#) representa esquemáticamente el espectrómetro PMA12. Posee una rejilla de entrada y de anchura fija de 100 μm , una red de difracción de 1200 líneas/mm, que resulta en una resolución espectral nominal de 0.75 nm y una FWHM de 2 nm. Para la colección y transferencia de la luz del plasma hasta la entrada del espectrómetro se utiliza un manojo de 15 fibras ópticas acopladas con una longitud de 1.5 m acoplado internamente al espectrómetro. Tiene un diámetro exterior de 12 mm, con un área de colección de 0.8 mm/fibra de diámetro

(C10027-SUS Tube, Hamamatsu, Japón) y apertura numérica de 0.2. La cabeza de la fibra está fijada a la rendija de entrada del espectrómetro y el conjunto de fibras/espectrómetro ha sido calibrado por el proveedor. En su plano focal de salida, el PMA12 está provisto de un detector lineal tipo *Back-Thinned Charge-Coupled Device* (BT-CCD) enfriado a $-15\text{ }^{\circ}\text{C}$ mediante un sistema *Peltier*²⁰. El BT-CCD tiene 1024 canales de $24\text{ }\mu\text{m} \times 2.93\text{ }\mu\text{m}$ de tamaño.

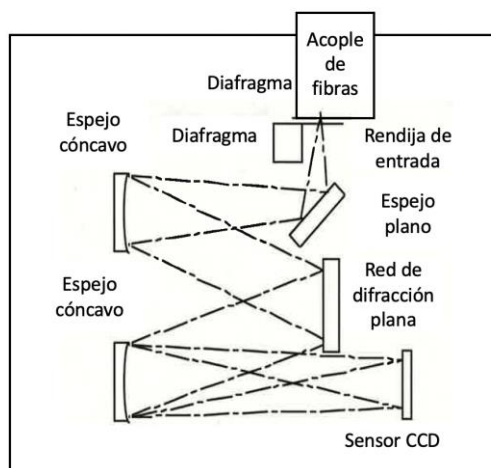


Fig. 2.9 Esquema del espectrómetro PMA12. La configuración es de espectrómetro tipo Czerny-Turner, formado por dos espejos cóncavos alineados y una red de difracción plana enfrentada a ellos.

La lectura se realiza mediante un sistema *Full Frame Transfer* (FFT-CCD) que disminuye el ruido de la señal. El conjunto está equipado con un convertidor analógico-digital (ADC) de 16 bits.

Sistema espectral de barrido: Espectrómetro ACTON $\frac{1}{2}$ m y detectores CCD/PMT.

Este sistema será empleado para las medidas de carga efectiva del plasma. Consta de un espectrómetro de medio metro de distancia focal, ACTON $\frac{1}{2}$ m, que cubre el rango de 200 a 800 nm (SpectraPro 500, ACTON Research Corporation, EE. UU.) y que permite seleccionar entre tres redes de difracción de 350 líneas/mm, 750 líneas/mm o 2400 líneas/mm (holográfica). Es un sistema de alta resolución con una anchura de banda FWHM $\approx 0.8\text{ nm}$ ($\lambda = 656.28\text{ nm}$) para una rendija de entrada de 1 mm y la red holográfica de 2400 líneas/mm. Un espejo abatible interno permite seleccionar entre dos planos focales dispuestos perpendicularmente. Acoplado a uno de los planos focales se coloca un tubo fotomultiplicador (PMT) de bajo ruido (H9305-04, Hamamatsu, Japón), cuya salida está conectada a un preamplificador de corriente de bajo ruido (SR 570, Stanford for Research, EE.UU.) que permite amplificar y filtrar la señal del

²⁰ *Peltier*: dispositivo refrigerador termoelectrónico que transfiere calor gracias a una corriente eléctrica que fluye en su interior; dependiendo de la dirección de la corriente también puede usarse como calefactor.

PMT. El PMT se opera con una ganancia controlada por una fuente de alimentación con un valor próximo a $4 \times 10^6 \text{ V A}^{-1}$. La salida del preamplificador está conectada a un convertidor A/D (BNC-2090 PXI-6070E, National Instruments, EE.UU.), con una frecuencia de muestreo de 1 MHz y una resolución de 12 bits. Acoplado al segundo plano focal hay una cámara tipo CCD enfriada mediante un sistema *Peltier*, con un formato de 1024×128 píxeles de $24 \times 24 \mu\text{m}$ de tamaño (S7031-1007S BT-CCD, Hamamatsu, Japón). El tiempo de integración mínimo del CCD es de 20 ms y la eficiencia cuántica a 700 nm es del 40%. La transmitancia óptica interna del sistema es superior al 90% para todo el rango de longitudes de onda.

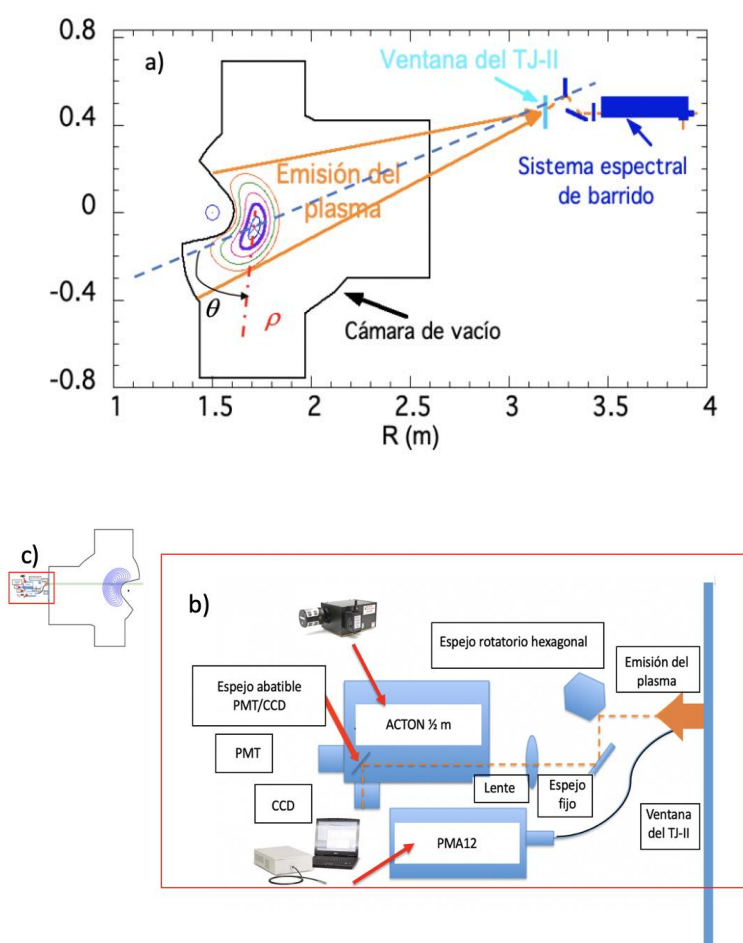


Fig. 2.10 Esquema del sistema espectral de barrido constituido por el espectrómetro ACTON $\frac{1}{2}$ m en cuyo plano focal se puede seleccionar el detector PMT o el CCD abatiendo un espejo interno y provisto de un espejo giratorio que permite barrer poloidalmente la emisión del plasma: a) Línea de visión del sistema y b) dispositivo experimental, en la parte superior izquierda del esquema se representa una miniatura c) que permite conocer la orientación de este sistema respecto al plasma.

La [Fig. 2.10](#) muestra el esquema del sistema espectral de barrido. Para la colección y transferencia de la luz del plasma hasta la entrada del espectrómetro se utilizan dos medios cuando se usa el detector PMT: por una parte, se puede acoplar una fibra óptica a la rendija de entrada del espectrómetro; por otra, un espejo hexagonal rotatorio (Lincoln Laser, EE. UU.) que permite escanear una sección poloidal del plasma del TJ-II cada 8 ms durante 1 ms.

Cuando se emplea el detector CCD, el espejo giratorio se fijará en una posición adecuada que permita reflejar la radiación colectada sobre la rendija de entrada del espectrómetro. En la [Fig. 2.11](#) se recoge el detalle de la disposición de los espejos con respecto a la lente y la rendija de entrada del espectrómetro. El control de la longitud de onda y la selección de la red de difracción se establecen remotamente desde la sala de control. En el [sección 3.3](#) se describirá la optimización del diseño mediante un análisis en Zemax® de la línea óptica.

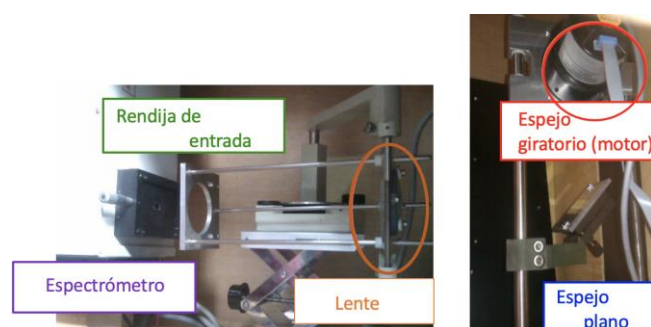


Fig. 2.11 Detalle de los espejos y de la línea de transmisión óptica hasta la rendija de entrada del espectrómetro.

Sistema de espectroscopia multicanal: Espectrómetro ACTON 1 m y detector CCD Spec-10.

Un tercer sistema, que se ha empleado de apoyo aquí y que se empleará para futuros trabajos de medidas de rotación de impurezas en el plasma. Está formado por un espectrómetro de 1 m de focal tipo (número $f/10$) Czerny-Turner (ACTON Research, EE. UU.) equipado con 2 redes de difracción, una holográfica de 2400 l/mm y una segunda de 3600 l/m. Siendo la dispersión del sistema lineal para la longitud de onda 656.3 nm de 0.8 nm/mm en el plano focal de salida para la red holográfica. Para la colección y transferencia de la luz del plasma hasta la entrada del espectrómetro se empleaban 9 fibras de cuarzo de 200 μm de diámetro y 10 metros de longitud montadas en un soporte vertical ubicado fuera de una ventana óptica del TJ-II. Cada fibra estaba equipada con una lente de cuarzo de 30 mm de diámetro y 30 mm de distancia focal y las fibras estaban acopladas a la rendija de entrada mediante un soporte vertical paralelo a la rendija [\[173\]](#).

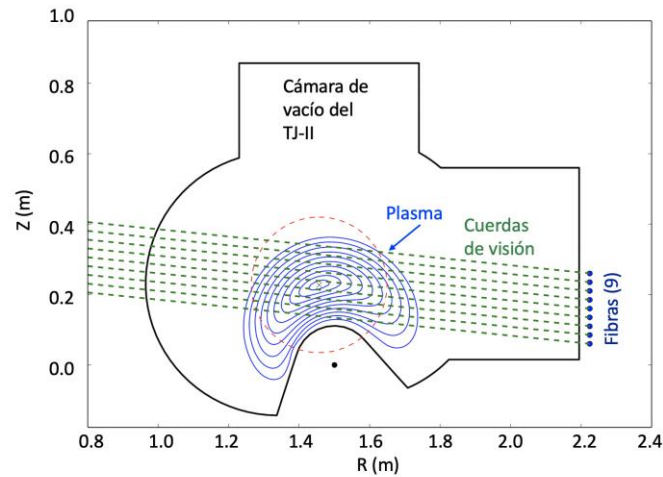


Fig. 2.12 Esquema de las líneas de visión poloidal (verde) de las 9 fibras del sistema de espectroscopia multicanal intersectando al plasma ubicado en el sector B6.

La [Fig. 2.12](#) muestra un esquema de las líneas de visión poloidal del plasma con el sistema de fibras con focalizador. En el plano focal del espectrómetro, se coloca el detector, un sensor CCD retroiluminado de bajo ruido (modelo Spec-10:400B, Roper Scientific Princeton Instruments, EE. UU.) con un tamaño de pixel de $20 \times 20 \mu\text{m}$ en una matriz de 400×1340 píxeles.

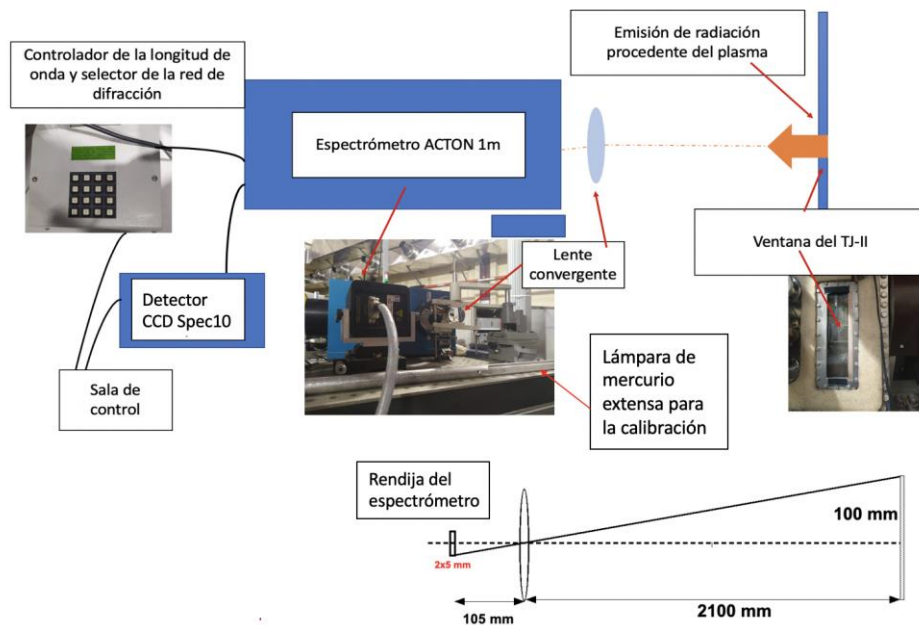


Fig. 2.13 Esquema del sistema de espectroscopia multicanal modificado constituido por un espectrómetro ACTON 1 m que recoge la radiación del plasma gracias a una lente convergente planacromática en su plano focal; a la salida del espectrómetro se acopla un detector tipo CCD.

Como modificación y con el fin de aumentar el nivel de señal se sustituyen las 9 fibras y sus respectivas lentes por una lente convergente pancromática de 100 mm de focal localizada a una distancia la ventana de 2100 mm, focalizándola sobre la rendija de entrada del

espectrómetro cuya anchura de 2 mm y ubicada a 105 mm de la lente, como resulta en la [Fig. 2.13](#) y se empleará para determinar las velocidades de rotación de impurezas en el plasma.

Para su calibración se emplea una lámpara de mercurio extensa colocada en el plano de la rendija de entrada del espectrómetro, se sintoniza el espectrómetro a la longitud de onda 546 nm correspondiente a Hg I. La respuesta relativa del sistema se obtiene empleando un difusor comercial (Spectralon, LABSPHERE, North Sutton, EE. UU.) de respuesta plana sobre el rango espectral de interés, que se coloca en la ventana del TJ-II a través de la cual es visto el plasma, de manera que la emisión de la lámpara es homogéneamente distribuida por el difusor. La [Fig. 2.14](#) muestra, a modo de ejemplo la mejora de intensidad relativa del sistema donde la emisión es recogida por el espectrómetro con el sistema de 9 fibras reales (rojo) y 9 fibras virtuales (azul). Se observa un 25% de la mejora en la señal. Este aumento en las intensidades de las señales que muestra la [Fig. 2.14](#) es la principal ventaja.

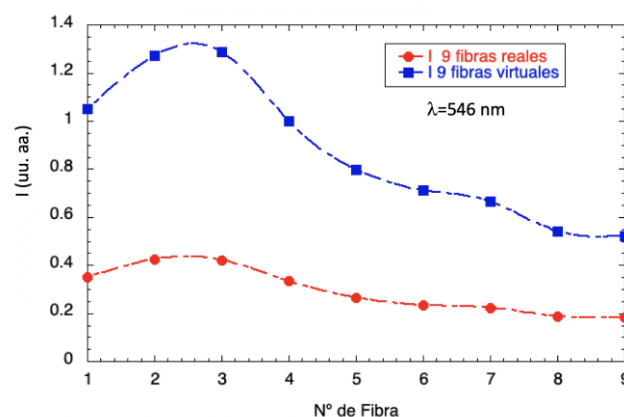


Fig. 2.14 Comparación de la señal grabada por el espectrómetro ACTON 1 m en la configuración de 9 fibras reales (rojo) frente a la configuración de 9 fibras virtuales asignadas por software para la línea del espectro de Hg 546 nm.

Monitor de la emisión de los isótopos de hidrógeno: espectrómetro McPherson y detector d1461.

La emisión de las líneas espectrales de los isótopos de hidrógeno, en concreto las correspondientes a la serie de Balmer H_{α} (656.28 nm) y D_{α} (656.1 nm) para las transiciones correspondientes a $n = 2-3$, se recogerán con un espectrómetro tipo Czerny-Turner de 1 m de focal (modelo 2051, McPherson) equipado con una red de difracción holográfica de 1200 líneas/mm, siendo la dispersión del sistema lineal de 0.8 nm /mm para $\lambda = 656.28$ nm. Una de las mejoras implementadas en el sistema consiste en que las medidas se llevan a cabo a través de un focalizador soportado en un carril vertical, por el que puede deslizarse gracias a la incorporación de un motor (modelo TLHN200A, Zaber Technologies Inc., Vancouver, Canadá)

que posibilitará barrer verticalmente la ventana de acceso al plasma ([Fig. 2.15](#)). El focalizador está formado por una lente biconvexa de 30 mm de focal y 10 mm de diámetro y una fibra óptica de cuarzo fundido de 2 m de longitud y 1 mm de diámetro, colocada perpendicular al campo magnético. En el plano focal del espectrómetro se coloca un detector multicanal formado por una matriz de fotodiodos de silicio intensificados, de 700 píxeles, de 25 μm de anchura por 2.5 mm de altura tipo OMA III (*Optical Multichannel Analyzer*), sensible entre 200 y 900 nm (OMA III d1461, *EG&G Princeton Applied Research Corporation*, Princeton, New Jersey, EE.UU.).

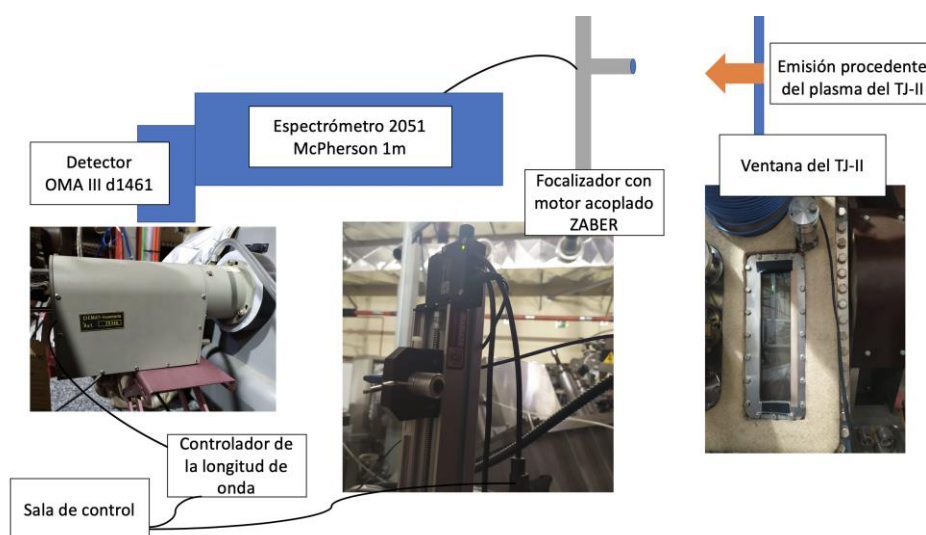


Fig. 2.15 Esquema del sistema de monitorización de la emisión de isótopos de hidrógeno formado por un focalizador que permite barrer verticalmente el plasma, un monocromador McPherson y el detector OMA III. También se puede ver la ventana óptica en el sector B6 del TJ-II que da acceso al plasma.

La ganancia del intensificador es de aproximadamente unos 10 fotones por fotón incidente, con una desviación de la respuesta lineal menor que 1%. La anchura de la rendija del espectrómetro se ha fijado en 100 μm para todos los experimentos realizados, llegando a un compromiso entre la necesidad de obtener niveles de señal aceptables para el análisis posterior y tener suficiente resolución espectral para diferenciar los isótopos [[154](#)]. Se emplea con resolución temporal a lo largo de la descarga de plasma, obteniéndose 20 memorias con un tiempo de integración entre 10 y 20 ms cada una. Los resultados experimentales derivados del empleo de este sistema se recogerán en la [sección 4.1](#).

Monitores de impurezas de carbono: ACTON 275 y PMT.

Con el fin de monitorizar la evolución temporal de la emisión del C^{4+} cuya línea más prominente en el rango UV cercano, corresponde a la longitud de onda de 227.1 nm, se emplea un espectrómetro tipo Czerny-Turner de 0.275 m de focal (SpectraPro 275, ACTON Research

Corporation, Massachusetts, EE. UU.). La elección de esta línea de carbono como significativa se debe a que corresponde a un triplete libre de contaminación de líneas de otros iones y, al ser el carbono un elemento intrínseco, se usa como monitor del estado del plasma. La [Fig. 2.16](#) muestra un esquema del sistema de monitoreo de impurezas de C^{4+} . El espectrómetro está equipado con una red de difracción de 1200 líneas/mm, una rendija de entrada de 50 μm de altura y 3 mm de anchura, una resolución espectral de 0.15 nm y un tubo fotomultiplicador (modelo 5784-04 Hamamatsu, Japón) en su plano focal imagen. Las señales proporcionadas por este sistema son básicas en el TJ-II, y se utilizan de referencia para entender la evolución de la descarga, por lo que se emplearán como soporte al resto de experimentos.

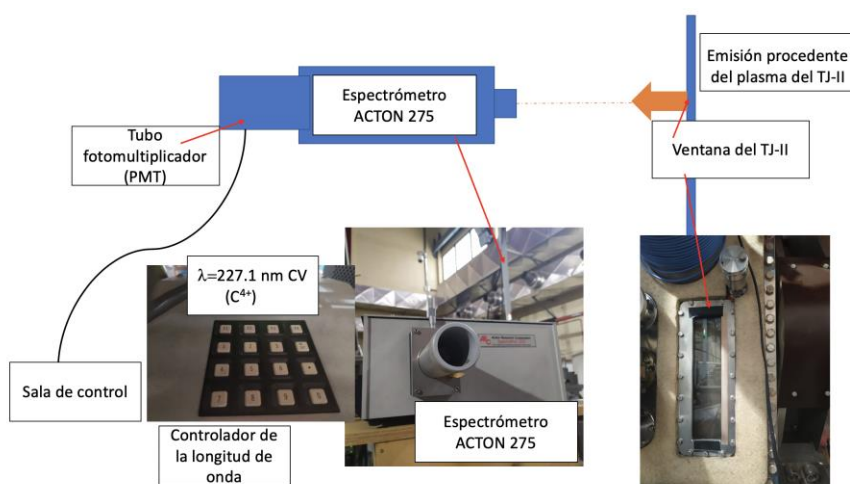


Fig. 2.16 Esquema del sistema de monitorización de $C\ v\ (C^{4+})$, formado por un espectrómetro ACTON de 275 mm de focal que recoge la radiación del plasma, pero solamente permite pasar una banda muy estrecha alrededor de la longitud de onda de 227.1 nm, que es medida por un PMT en su plano focal imagen. También se puede ver la ventana óptica en el sector B6 del TJ-II que da acceso al plasma.

2.4.2. MÉTODOS DE CALIBRACIÓN Y ALINEAMIENTO DE LOS ESPECTRÓMETROS PRINCIPALES

Tanto el alineamiento como la calibración de los sistemas ópticos usados aquí son importantes dado que resulta imprescindible maximizar los flujos de luz que se recogen en los espectrómetros, conocer los volúmenes de plasma interceptados por sus líneas de visión e identificar con certeza los orígenes de las líneas espectrales que aparecen en los espectros adquiridos. En las siguientes secciones se describen los métodos de alineamiento y calibración empleados en este trabajo.

Calibración espectral del PMA12.

Como se ha explicado, un manojo de fibras acoplado al espectrómetro PMA12, recoge y guía la luz emitida por el plasma hasta la rendija de entrada del espectrómetro. A pesar de venir

calibrado por el fabricante, para determinar la posible diferencia entre la longitud de onda nominal, según la referencia de la base de datos de líneas espectrales atómicas NIST [174], y la medida por el espectrómetro en su configuración de trabajo, se evalúa el sistema en condiciones muy similares a dichas condiciones de trabajo, aunque no exactamente iguales. A lo largo del día de operación del TJ-II, que tiene lugar normalmente desde las 9:00 horas hasta las 17:30 horas y con una regularidad de una descarga cada 8 minutos, la calibración puede variar debido a la variación de temperatura ambiental en la nave experimental donde se ubica el TJ-II. No obstante, se emplea la descarga de limpieza de helio del TJ-II, HeGDC, descrita en el epígrafe 2.1.4 cuyo espectro se recoge en la Fig. 2.17 como referencia, al permitir identificar líneas bien conocidas del espectro de He en una configuración de trabajo similar, pero no igual (en la descarga de HeGDC no hay campo magnético), a la configuración de trabajo para descargas de plasma en el dispositivo.

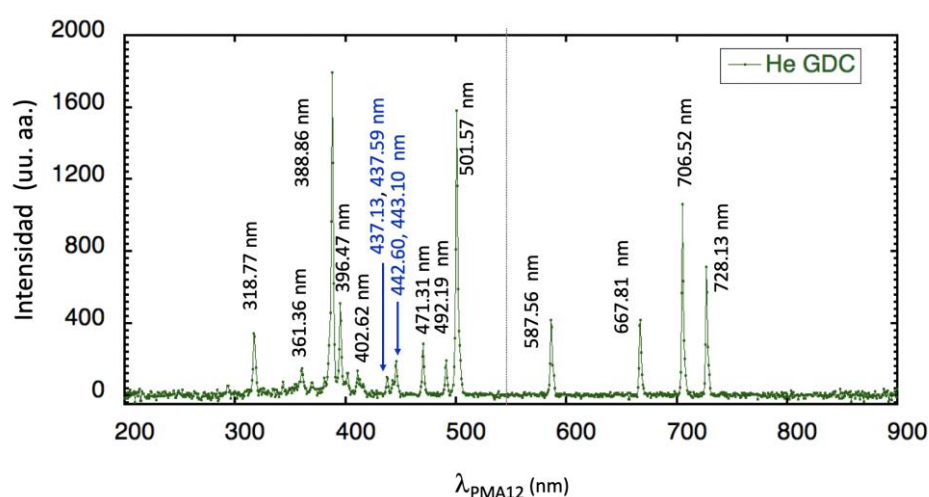


Fig. 2.17 Espectro de una descarga de limpieza con helio en el TJ-II. Se señalan las principales líneas de helio (negro) y de argón (azul). Las líneas de argón aparecen porque se emplea este gas para iniciar el arranque de la descarga de limpieza de manera eficiente.

Identificadas las principales líneas de helio y líneas intensas de argón (residuo del empleo de este gas en el arranque de la descarga de limpieza) de una comparación de las longitudes de onda nominales referenciadas en la base de datos de líneas espectrales atómicas del NIST [174] con las longitudes de onda de las líneas medidas con el PMA12 durante la descarga de HeGDC, se obtiene un decalaje (diferencia en valor absoluto entre la longitud de onda de referencia recogida en la base de datos del NIST [174] y la longitud de onda medida) entre 0.45 y 0.75 nm en el rango del espectro entre 275-750 nm como se representa en la Fig. 2.18.

Para ello se llevaron a cabo diferentes ajustes polinómicos de primer y segundo grado, así como lineales, resultando éste último el que mejor correspondencia establecía. Estas diferencias

serán tenidas en cuenta a la hora de analizar los espectros posteriores que se adquieran con el PMA12. Como el rango de adquisición del espectrómetro abarca de 200 a 950 nm, para ampliar la calibración hasta 950 nm se emplean sendas lámparas tipo *pen* de mercurio y neón, donde se identifican las principales líneas nominales de ambos elementos.

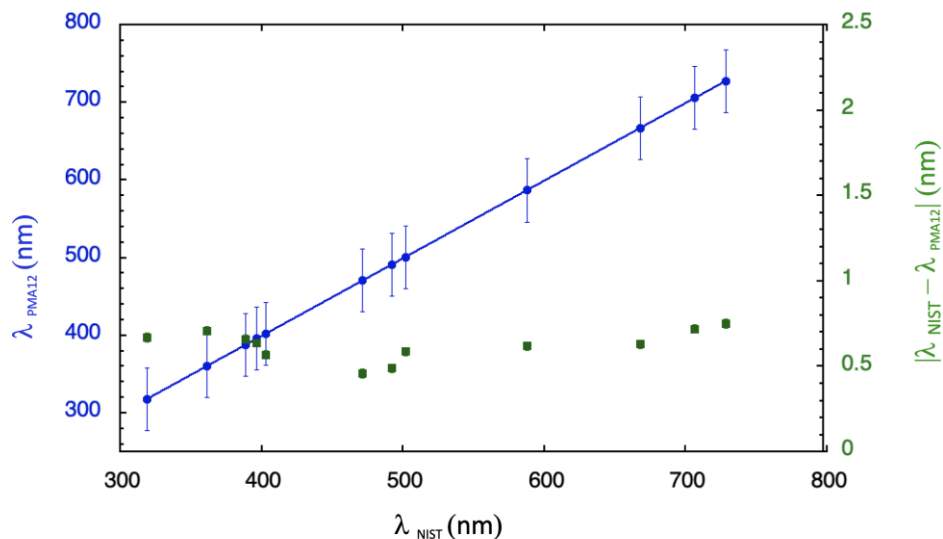


Fig. 2.18 Eje izquierdo (azul). Las longitudes de onda medidas con el PMA12 en función de las longitudes de onda de referencia [174] para las líneas más intensas de He I y Ar I en una descarga de limpieza de helio (HeGDC) del TJ-II. La línea continua representa el ajuste lineal para las mismas. Eje derecho (verde): Diferencias o decalaje entre las longitudes de onda medidas y de referencia.

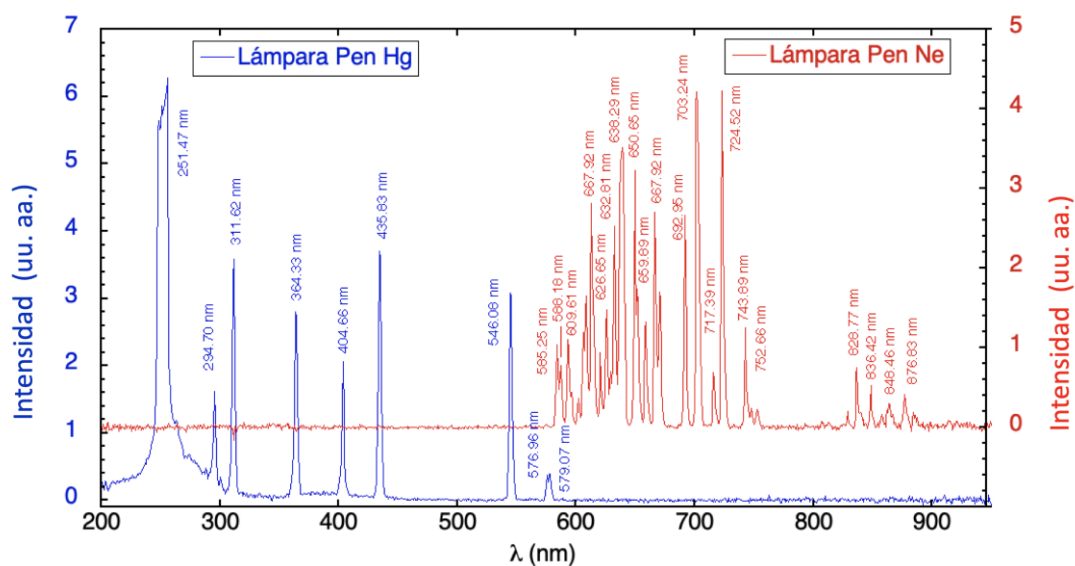


Fig. 2.19 Espectros de las intensidades relativas de las líneas de las lámparas de mercurio (azul) y neón (rojo) adquiridos con el espectrómetro PMA12.

La [Fig. 2.19](#) muestra ambos espectros de mercurio y neón, cuyas líneas han sido identificadas de manera análoga a la descrita utilizando la base de datos del NIST [\[174\]](#), cubriendo, así, el rango de detección del espectrómetro. A continuación, se comparan con las medidas mediante el PMA12, para ambos casos se ha tenido en cuenta un ajuste de cada una de las líneas asumiendo una Gaussiana.

La [Fig. 2.20](#) muestra el ajuste entre las líneas nominales y las medidas por ambos métodos, se puede ver una buena correspondencia entre ambas. Se observa que la diferencia entre la longitud de onda nominal referenciada y la longitud de onda medida por el espectrómetro, en el rango del espectro visible (380-760 nm) es inferior a 1 nm para todas ellas. El empleo de uno u otro calibrado dependerá de las condiciones del experimento.

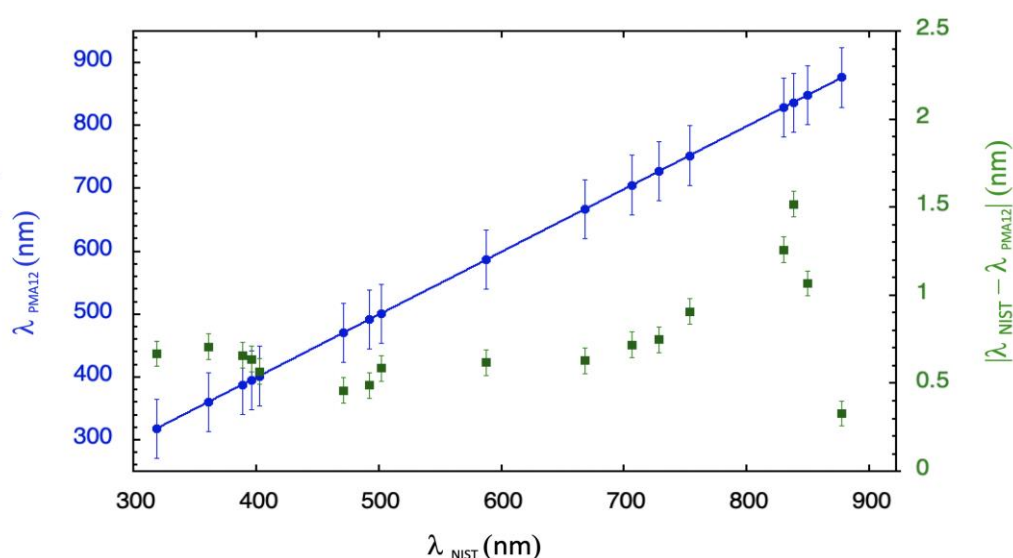


Fig. 2.20 Ajuste entre las longitudes de onda medidas con el PMA12 frente a las longitudes de onda de referencia [\[174\]](#) para las líneas más intensas de He I y Ne I emitidas por las lámparas de calibración. La línea continua representa el ajuste lineal para las mismas. En el eje de la derecha (cuadrados verdes) se representa la diferencia (decalaje) en nm entre la longitud de onda nominal y la medida por el espectrómetro PMA12 para cada línea espectral de la lámpara.

Calibración en intensidad del PMA12.

Para poder comparar la intensidad de las líneas espectrales de diferentes longitudes de onda es necesario conocer la respuesta o eficiencia relativa del espectrómetro. El espectrómetro PMA12 funciona con un archivo precalibrado en intensidades proporcionado por el fabricante Hamamatsu para su paquete de fibra específico, que determina asimismo el eje de transmisión, pero también aquí se ha calibrado con una lámpara tipo *pen* de mercurio estándar siguiendo un método similar al descrito anteriormente colocada a 25 cm de la fibra y utilizando un difusor de reflectancia difusa (Spectralon, LABSPHERE, North Sutton, EE. UU.) [\[175\]](#) como objeto

colocado a 25 cm de la lámpara (los datos de irradiancia en el fichero de calibración del fabricante están dados para estas distancias).

Se observa una buena correspondencia entre la irradiancia nominal proporcionada por el fabricante y la irradiancia de cada línea espectral de la lámpara de mercurio con un ajuste Gaussiano para cada una de ellas, empleando un tiempo de integración de 200 ms (haciéndolo coincidir con la típica duración del plasma) para los espectros adquiridos. Como puede verse en la [Fig. 2.21](#), se obtiene una buena correlación entre ambas mediciones de calibración y una desviación del $\pm 5\%$ debido posiblemente a la configuración de medida, siendo la mayor fuente de incertidumbre la intensidad nominal de las líneas de referencia.

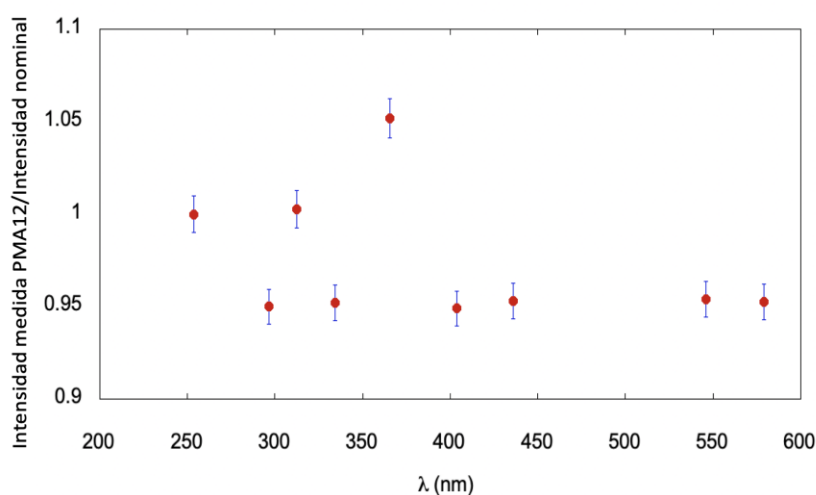


Fig. 2.21 Razón entre la irradiancia incidente medida sobre el CCD del PMA12 comparada con la irradiancia nominal reportada en la literatura [176] para las nueve líneas espectrales más intensas de Hg I frente a la longitud de onda. Aquí las barras de error representan las incertidumbres de las medidas y suponen alrededor del 1%. La desviación entre el valor de intensidad nominal y el medido no supera el 5% para todas las longitudes de onda del rango de detección del espectrómetro.

Alineamiento, calibración espectral y calibración en intensidad del ACTON ½ m.

El objetivo de los epígrafes siguientes es describir cómo ha sido alineado el sistema óptico, cómo ha sido calibrado en longitud de onda para, finalmente, poderlo calibrar de manera absoluta (epígrafe siguiente). La importancia de estos procedimientos radica en que este espectrómetro se empleará para estimar el valor de la carga efectiva del plasma. Por tanto, con el fin de poder relacionar la línea de visión del espectrómetro ACTON ½ m con el plasma es necesario, en primer lugar, un alineamiento previo con el plasma.

a) Alineamiento del ACTON ½ m:

El alineamiento se lleva a cabo mediante una lámpara *pen* (modelo 6053, ORIEL-*Spectral calibration set*, Newport, California, EE. UU.) [176, 177] colocada en frente de la ventana de observación del sector A1 SIDE. Como el sistema espectral de barrido se empleará para estimar la Z_{eff} a partir del *bremsstrahlung* visible, para cada rango de longitudes de onda de interés que se seleccione, se empleará una de las lámparas de descarga tipo *pen*, (disponibles con Hg, Ar, Ne o Xe), para alinear el sistema óptico hasta la rendija de entrada del espectrómetro, usando un soporte para sujetarla a 1 cm delante de la ventana (véase Fig. 2.22), aunque el procedimiento se describirá para la lámpara de Hg, siendo análogo para las restantes lámparas.

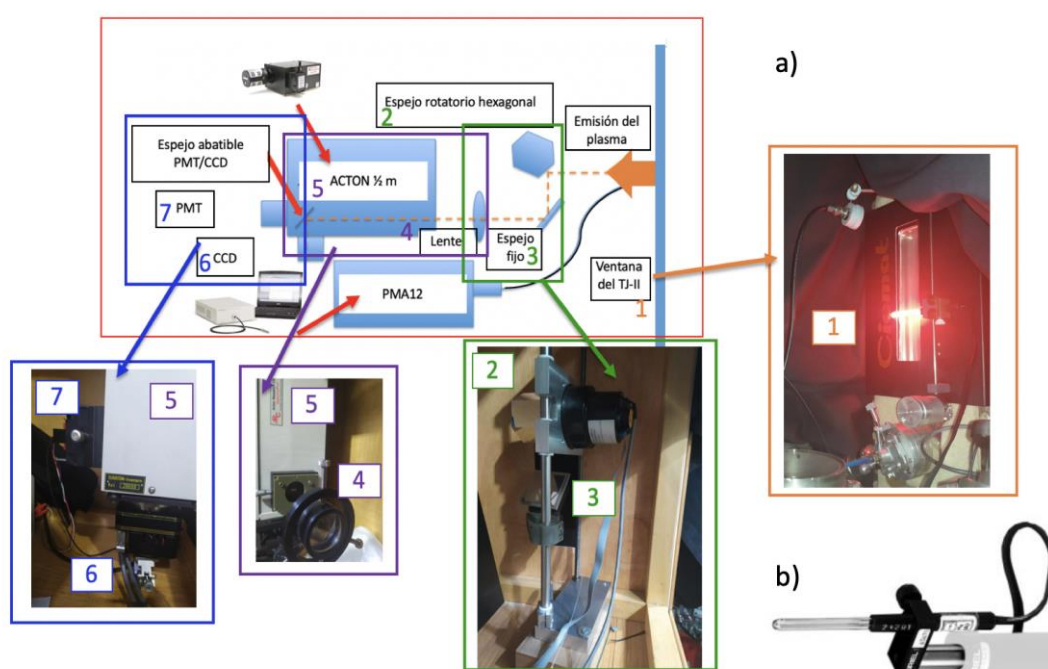


Fig. 2.22 a) Esquema del sistema espectral de barrido y detalle de los diferentes elementos usados durante el alineamiento con lámpara *pen* (b) colocada en la ventana del TJ-II (1): su luz se refleja en el espejo giratorio (2) primero y luego, en el espejo fijo (3), se colecta en la lente convergente (4) que lo focaliza en la rendija de entrada del espectrómetro (5) ACTON ½ m y en cuyo plano focal se puede escoger entre el detector el CCD (6) o el PMT (7). Puede acoplarse un osciloscopio con un cable BNC a la salida del PMT. b) Lámpara *pen* empleada en el alineamiento y calibración del sistema.

Dado que el sistema óptico incluye un espejo giratorio, se acopla un osciloscopio a la salida del PMT para seguir su respuesta a cambios en la intensidad de luz. Al girar el espejo se modifica la posición de la imagen de la lámpara que baña la rendija de entrada del espectrómetro. De esta manera se gira lentamente la inclinación del espejo giratorio, hasta

lograr que la señal del osciloscopio sea máxima. Así, se asume que el máximo valor de la señal corresponde con la alineación de la línea de visión desde la lámpara hasta el PMT. Cuando se emplea el detector CCD, el espejo giratorio hay que fijarlo con una pestaña en la posición de señal máxima asegurando que bañe toda la rendija del espectrómetro. En el caso del PMT, se opera bien directamente acoplando una fibra desde la ventana del TJ-II a la rendija de entrada del espectrómetro, o bien, con el espejo hexagonal en modo giratorio, dependiendo del experimento: en el experimento de adquisición de señales en modo barrido, se emplea el espejo girando y en los experimentos asistidos por láser se emplea la fibra.

b) Calibración espectral del ACTON ½ m:

Una vez alineado, se calibra trata de calibrar espectralmente. En primer lugar, se emplean diferentes lámparas, las líneas de interés analizadas que corresponden a las longitudes de onda de Hg I (289.36, 365.00, 404.65, 407.78, 435.83, 546.07, 576.96 y 579.06 nm), de Ar I (415.86, 420.07, 696.54, y 763.51 nm), de Xe I (467.12, 541.9 y 823.16 nm), de Ne I (614.31, 650.65, y 703.24 nm) y de H I (656.28 nm). El espectrómetro, en cada uno de los casos, se sintoniza en la longitud de onda de la línea a analizar y, a continuación, se graban espectros con el detector CCD. Así, se pretende relacionar la longitud de onda de las líneas espectrales de dichos espectros con sus posiciones en el detector, para determinar la dispersión lineal del sistema.

Se analizan los espectros con el programa de análisis *Spectra* [178], que permite ajustar las líneas espectrales a una función Gaussiana. Mediante el ajuste Gaussiano de la señal obtenida, el programa *Spectra* permite relacionar el canal o píxel central del detector con la longitud de onda central correspondiente. Identificadas las líneas espectrales con sus longitudes de onda, sus posiciones en el CCD y su correspondencia en píxeles se puede determinar la dispersión lineal inversa del espectrómetro. Este procedimiento se lleva a cabo para las diferentes redes de difracción del espectrómetro, obteniéndose un valor de 0.797 ± 0.002 nm/píxel para la red de difracción holográfica, que, debido a su respuesta más plana y está optimizada para el visible, es la que se empleará en este trabajo. Además, realizando medidas con las distintas lámparas para diferentes anchuras de entrada de la rendija (entre 100 μm y 1 mm) se ha podido determinar cómo la anchura instrumental varía al modificar la longitud de onda y la anchura de la rendija. En la [Fig. 2.23](#) se muestra un ejemplo de este ajuste para la red holográfica y una rendija de 250 μm . De su ajuste Gaussiano se desprende que el centro de la línea de Balmer H_α (656.28 nm) está en el píxel 520.3 ± 0.3 . A continuación, se repite este proceso de identificación y de ajuste de las líneas para las otras lámparas. Finalmente, puesto que con los cambios de temperatura del ambiente de la nave del TJ-II los espectrómetros sufren

expansiones y contracciones, es necesario repetir la calibración frecuentemente durante los experimentos.

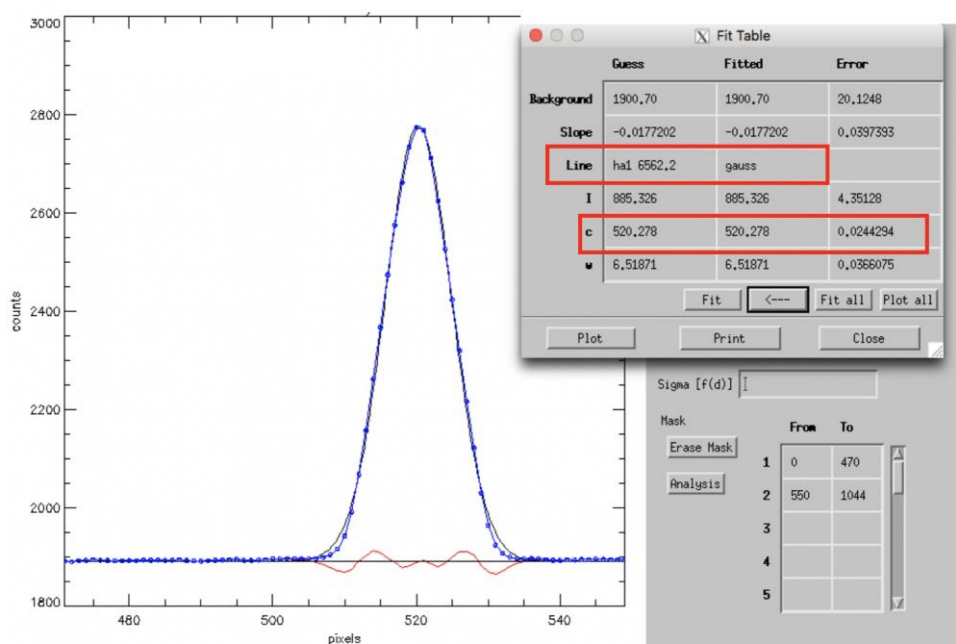


Fig. 2.23 Representación gráfica del ajuste Gaussiano (línea azul) realizado por el programa de análisis Spectra [178] sobre las medidas puntuales de intensidad del detector (puntos azules) para la línea Balmer H_{α} (656.28 nm) emitida por una lámpara tipo descarga y adquirido con la red de difracción holográfica y una rendija de 200 μm . En las cajas se muestran los valores empleados para el ajuste. Como parámetros de entrada previos al ajuste, c , representa el pixel del centro de la línea, w , representa la anchura en Angstroms de la Gaussiana, e I , representa la intensidad una vez restado el fondo. La línea roja de la base de la Gaussiana representa la bondad del ajuste, es la diferencia entre los datos y el ajuste.

c) Calibración en intensidad del sistema espectral de barrido:

Para la calibración de los datos espectrales absolutos, ha sido necesario realizar una calibración en intensidad del espectrómetro ACTON $\frac{1}{2}$ m, es decir, en particular, se pretende poder relacionar las señales producidas por el PMT (voltios) y con la emisividad volumétrica del plasma (fotones $\text{s}^{-1} \text{m}^{-3} \text{sr}^{-1}$). La idea básica de la calibración en intensidad es la invariancia de la radiancia, L , en términos radiométricos, esta entidad es una medida del flujo emitido por unidad de área proyectada en la dirección de emisión y por unidad de ángulo sólido. Esta invariancia es una consecuencia directa del invariante de Lagrange y de su escalado debido a la magnitud denominada *throughput* o *etendue* (producto del área por el ángulo sólido): la radiancia y el *etendue* se conservan, por lo que, el flujo luminoso incidente en una superficie de área S , se transmite al área de la imagen, S' , dando lugar a la magnitud denominada

irradiancia, E' , o flujo radiante recibido²¹ por una superficie por unidad de área incidente en el plano de la imagen:

$$E' = \pi T L \sin^2 \sigma', \quad (\text{Ec. 2.22})$$

donde σ' es el ángulo de abertura formado entre la imagen y la pupila de salida del sistema. Entonces, como consecuencia de la invariancia de la radiancia, L , existe una relación lineal entre la irradiancia de la lámpara empleada para la calibración o del plasma, posteriormente, y el voltaje de salida del PMT o la intensidad de la señal del CCD.

Para ello se implementó un método *in-situ* que trata de reproducir las condiciones del experimento, sin mover o desplazar ningún componente de la cadena de medición (Fig.2.24). Para calibrar el espectrómetro, se empleó una lámpara de mercurio tipo *pen* Hg (modelo 6053, ORIEL *Spectral calibration set*, Newport Corp., California, EE. UU.) cuya intensidad de salida absoluta está recogida en la literatura para sus líneas espectrales intensas entre 230 y 580 nm [176, 177]. La incertidumbre es de aproximadamente del $\pm 12\%$.

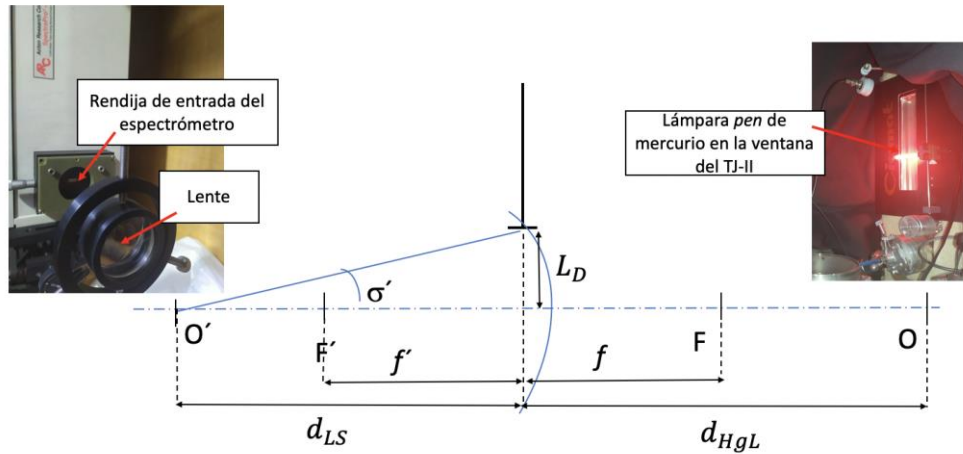


Fig. 2.24 Representación esquemática del sistema formado por la lámpara de calibración en la ventana del TJ-II y el espectrómetro.

Para proceder a la calibración utilizando la lámpara *pen* de mercurio elegida, se selecciona la línea espectral 546.03 nm, cuya irradiancia nominal es $E'_{Hg} = 2.56 \times 10^{-6} \text{ W cm}^{-2}$, situada a una distancia, $d_{Hg} = 0.25 \text{ m}$ [176].

En primer lugar, se estima cuál sería la radiancia asignada a la lámpara, L_{Hg} , en un área circular de 1 cm^2 , a esa distancia, d_{Hg} , asumiendo que el área de radio, r , de 1 cm se ilumina homogéneamente, para ello, se convierte el valor de la irradiancia, E'_{Hg} , recogido en la

²¹ Flujo radiante [W]: energía emitida por un objeto en forma de radiación en la unidad de tiempo.

literatura en la radiación de la fuente contemplando el ángulo sólido subtendido a esa distancia y que vendrá dada por la expresión:

$$L_{Hg} = \frac{E'_{Hg}}{\pi r^2 / d_{Hg}^2}, \quad (\text{Ec. 2.23})$$

de donde se obtiene un valor de $L_{Hg} = 5 \times 10^{-4} \text{ W cm}^{-2} \text{ sr}$, conviene conocer la irradiancia debido a la invariancia de la misma.

En segundo lugar, a partir de esta estimación optimista (dado que no será una iluminación homogénea) se estimará la irradiancia en la rendija de entrada del espectrómetro, $E'_{slit-IN}$. En la configuración de montaje experimental la lámpara se sitúa a una distancia $d_{HgL} = 0.88 \text{ m}$ de la lente de diámetro $l_D = 50.8 \text{ mm}$. Antes de su paso por la lente, la radiación se recoge en el espejo giratorio, M1, que tiene una reflectividad del 90%, $R_{M1} = 0.9$, con recubrimiento de aluminio. El espejo M1 está situado a una distancia de la lámpara, d_{HgM1} , de 0.42 m y sus dimensiones, D_{M1} , son $350 \text{ mm} \times 500 \text{ mm}$. Este espejo no es un elemento limitante porque ha sido elegido considerando el número de facetas (seis) y el tamaño de las mismas en función del ángulo sólido subtendido, su planitud es de $\lambda/8$. La radiación es reflejada hacia el espejo fijo, M2, con recubrimiento de aluminio, que tiene de igual manera una reflectividad del 90%, $R_{M2} = 0.9$. La distancia del espejo M2 respecto de M1, d_{M1M2} , es de 0.45 m , sus dimensiones son $D_{M2} 60 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$ y está situado a una distancia de la lente, d_{M2L} , de 0.26 m . Debido a que la intensidad de la línea espectral de 546.03 nm emitida por la lámpara saturaba la señal de salida del PMT fue necesario introducir, delante de la lente, un filtro de densidad neutra (*Neutral Density Filter*, NDF) cuya transmisión es $T_{NDF} = 0.001$ para atenuar la señal. El material de la lente es fluoruro de magnesio, MgF_2 , que tiene una transmitancia de $T_L = 95\%$ para la longitud de onda $\lambda = 546.03 \text{ nm}$. (desde 193 nm hasta $6 \mu\text{m}$ el valor de T_L es superior al 90%). La rendija de entrada del espectrómetro está situada a una distancia $d_{LS} = 0.26 \text{ m}$ de la lente y su tamaño fue fijado en $0.5 \text{ cm} \times 0.025 \text{ cm}$. Con todo ello, la radiancia, $E'_{slit-IN}$, que llega a la rendija de entrada, vendría dada por la expresión:

$$E'_{slit-IN} = L_{Hg} \times \pi \times R_{M1} \times R_{M2} \times T_{NDF} \times T_L \times \sin^2 \sigma', \quad \dots\dots (\text{Ec.2.24})$$

donde el ángulo final de abertura σ' en la pupila de salida y formado por el centro de la rendija de entrada y el borde de la pupila de salida, se define como:

$$\sin^2 \sigma' = \left(\frac{L_D/2}{d_{LS}} \right)^2 \quad (\text{Ec.2.25})$$

Introduciendo los valores de los parámetros en las [Ec. 2.24](#) y [Ec. 2.25](#), se obtiene una irradiancia, $E'_{slit-IN}$, que llega a la rendija de entrada del espectrómetro tendrá un valor de $1.14 \times 10^{-6} \text{ W cm}^{-2}$. Para cotejar esta estimación se lleva a cabo una simulación en Zemax® de una rendija física de 0.25 mm de anchura y de 5 mm de altura que emitiera 1 W de potencia y que se proyectará a través del sistema a 0.25 m de la ventana dado que ésa es la distancia, d_{Hg} , donde se conoce la irradiancia, el resultado se muestra en la [Fig. 2.25](#).

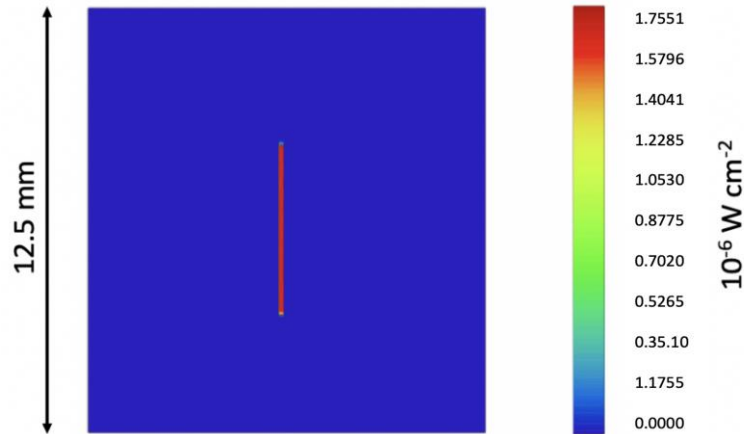


Fig. 2.25 Representación esquemática de la simulación de la distribución de irradiancia producida a 250 mm de la ventana por una rendija de 0.25 mm×5 mm que emitiera 1 W de potencia al atravesar el sistema óptico.

A todos los efectos en una dirección la lámpara emite como una fuente puntual y en la dirección perpendicular emitiría como una fuente extensa, asumiendo que domina el concepto fuente puntual, se estima la apertura numérica que llenaría la rendija. Debido a que el $f\#$ nominal del espectrómetro proporcionado por el fabricante es 6.5 [\[179\]](#), la apertura numérica, $AN_{espectrómetro}$, nominal sería de 0.077.

En Zemax® se estima cuál es el valor de la apertura numérica debida al ángulo sólido subtendido por el sistema, $AN_{sistema}$, en el plano imagen de la rendija del espectrómetro, con el objetivo de determinar qué fracción de luz es recogida por éste, obteniéndose un valor de 0.1. Por tanto, como el cono de luz de recogida del espectrómetro es menor que el cono de luz que llega a la rendija de entrada, habrá que introducir como factor de corrección la relación entre el cuadrado de dichas aperturas numéricas, para calcular el flujo de energía que baña la rendija de entrada del espectrómetro, de área $A_{slit-IN}$, de 250 μm × 5 mm, según la expresión:

$$\Phi_{slit-IN} = E'_{slit-IN} \times A_{slit-IN} \times \frac{(AN_{espectrómetro})^2}{(AN_{sistema})^2}, \quad (\text{Ec.2.26})$$

se obtiene un valor de $8.4 \times 10^{-9} \text{ W}$.

Calibración del PMT.

Se asume que el espectrómetro no tiene pérdidas, si se llena la rendija de entrada y que ha sido diseñado sobredimensionando los espejos para que no haya más pérdidas que las debidas a las reflectancias de los elementos ópticos. El espectrómetro ACTON ½ m es de tipo Czerny-Turner de 0.5 m de focal y, está equipado con un espejo plano, M3, tras la rendija de entrada, dos espejos cóncavos, M4 y M5, y una red de difracción holográfica de 2400 líneas mm^{-1} , la configuración se representa esquemáticamente en la Fig. 2.26. La reflectividad, tanto del espejo plano como de ambos espejos cóncavos, tiene un valor de 87.5%. La eficiencia de la red de difracción es, $G_{ef} = 0.2$ y su reflectividad media nominal, R_G , tiene un valor de 56.25%. En el caso del PMT hay un sexto espejo M6, de igual reflectividad, que redirige la radiación al plano focal del PMT, por lo que podemos considerar que $R_{M3} = R_{M4} = R_{M5} = R_{M6} = 0.875$. Siendo $s_{IN} = 250 \mu\text{m}$ el tamaño de la rendija de entrada y $s_{OUT} = 1 \text{ mm}$ el tamaño de la rendija de salida, esta rendija de salida recoge todo el flujo que entra en el espectrómetro salvo las pérdidas debidas a los elementos ópticos. Entonces, se puede considerar que el flujo que baña el plano focal imagen del espectrómetro en el caso del PMT vendría dado por la expresión:

$$\Phi_{slit-OUT} = \Phi_{slit-IN} \times (R_{M3})^4 \times R_G \times G_{ef}, \quad (\text{Ec. 2.27})$$

por lo que el flujo que llega a la rendija de salida sería, $\Phi_{slit-OUT} = 5.6 \times 10^{-10} \text{ W}$.

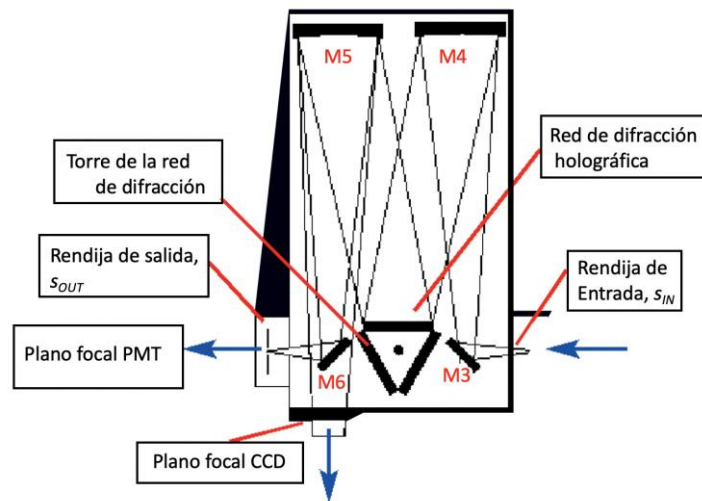


Fig. 2.26 Representación esquemática del espectrómetro ACTON ½ m tipo Czerny-Turner de 0.5 m de focal donde se distinguen los espejos planos M3 y M6, los espejos cóncavos M4 y M5, la red de difracción y los planos focales donde se acoplan el PMT y el CCD.

Se conoce la focal del sistema colector ($f' = 0.5 \text{ m}$), para saber el tamaño de la proyección de la rendija del espectrómetro a través del mismo en el plano de salida se necesitaría conocer también la focal del sistema de colimación, pero ese dato es desconocido. Por contra, se conoce

que el aumento del espectrómetro es 1, por lo que, el espectrómetro se comportaría como un vehículo óptico de aumento unidad. Esto implica que, sobredimensionando la rendija de salida del espectrómetro respecto a la rendija de entrada, el elemento limitante será la rendija de entrada. Además, como la dispersión del espectrómetro es 0.05 nm para $\lambda = 435.8$ nm, se puede asumir que se comporta como monocromador.

La anchura espectral de la línea de la lámpara de mercurio, (FWHM), proporcionada por el fabricante [180] es inferior a la resolución del monocromador. Entonces, en el caso del PMT sólo se tendrá que considerar el área activa del cátodo, cuya área total, $A_{\text{cátodo}}$, es 3.7 mm×13 mm. Por tanto, la fracción de luz detectada por el PMT sería de el cociente de áreas entre la rendija de entrada y el área del cátodo. Aplicando esta minoración al valor del flujo a la salida del espectrómetro que recibiría el cátodo del PMT, $\Phi_{\text{Cátodo}}$, sería:

$$\Phi_{\text{Cátodo}} = \Phi_{\text{slit-OUT}} \times \frac{A_{\text{slit-IN}}}{A_{\text{cátodo}}} \quad (\text{Ec. 2.28})$$

$\Phi_{\text{Cátodo}} = 1.4 \times 10^{-11}$ W. El fotomultiplicador lleva incorporado un amplificador de corriente de 20 kHz de anchura de banda. La ganancia intrínseca del fotomultiplicador para la tensión de 1 V es de 4×10^6 según las especificaciones técnicas del proveedor [181]. La sensibilidad radiativa del cátodo tiene un valor de 68 mA W⁻¹ [181]. Con estos valores la corriente que recibe el amplificador de corriente del PMT es de 3.9×10^{-6} A y, como la sensibilidad del amplificador de corriente es de 1 $\mu\text{A V}^{-1}$, luego su ganancia es 10^6 V A⁻¹, el voltaje a la salida del amplificador, V_{CA} , sería de 3.9 V. La señal medida por el PMT al colocar la lámpara en esta posición es de 4.1 ± 0.7 V, que entra dentro del margen de error. No obstante, de requerirse un factor de corrección, FC, para otras longitud de onda éste vendría dado por la expresión:

$$FC = \frac{V_{\text{CA}}}{V_{\text{exp}}}, \quad (\text{Ec. 2.29})$$

siendo V_{exp} [V] el voltaje experimental medido por el PMT.

El ángulo de ataque en el plasma no está limitado por la ventana del TJ-II. La (Fig. 2.27) donde se representa el trazado de rayos simulado con Zemax[®] al girar el espejo giratorio, M1. Para estimar las pérdidas en el plasma, teniendo en cuenta las diferentes aberturas, se ha creado una rendija simulada de 1 mm de anchura y de 5 mm de altura en el espacio objeto que se proyecta a través del sistema y se ha llevado a cabo una estimación de la huella que dejaría en el plasma, el resultado se recoge en la Fig. 2.28, donde se observa viñeteo en la lente, ya que no se llena toda la apertura de la lente, pasan un 73.29% de los rayos. Mediante una simulación en Zemax[®] se ha estimado el tamaño de la huella de una rendija de 1 mm sobre la ventana del TJ-II y sobre el plasma, como recoge la Fig. 2.29 la huella de la rendija en la ventana sería de

28 mm×4 mm y en el plasma, de 75 mm×40 mm para la longitud de onda 523.5 nm. Lo que, según la configuración del plasma, supone un volumen de $9 \times 10^{-4} \text{ m}^3$ para una cuerda fija.

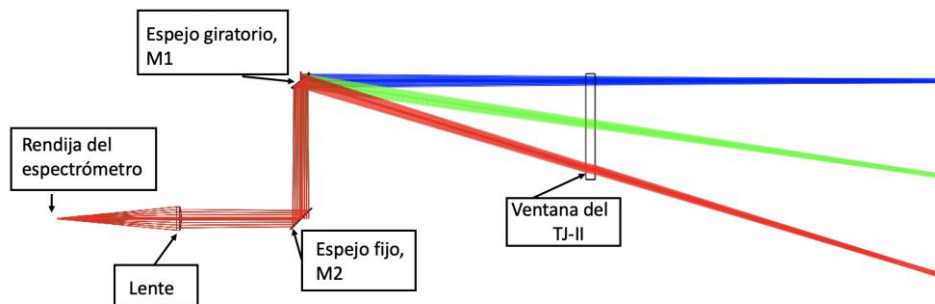


Fig. 2.27 Representación esquemática de los diferentes elementos que constituyen el sistema espectral de barrido y los ángulos de ataque hacia el plasma máximos dentro de la ventana del TJ-II al girar el espejo hexagonal, M1.

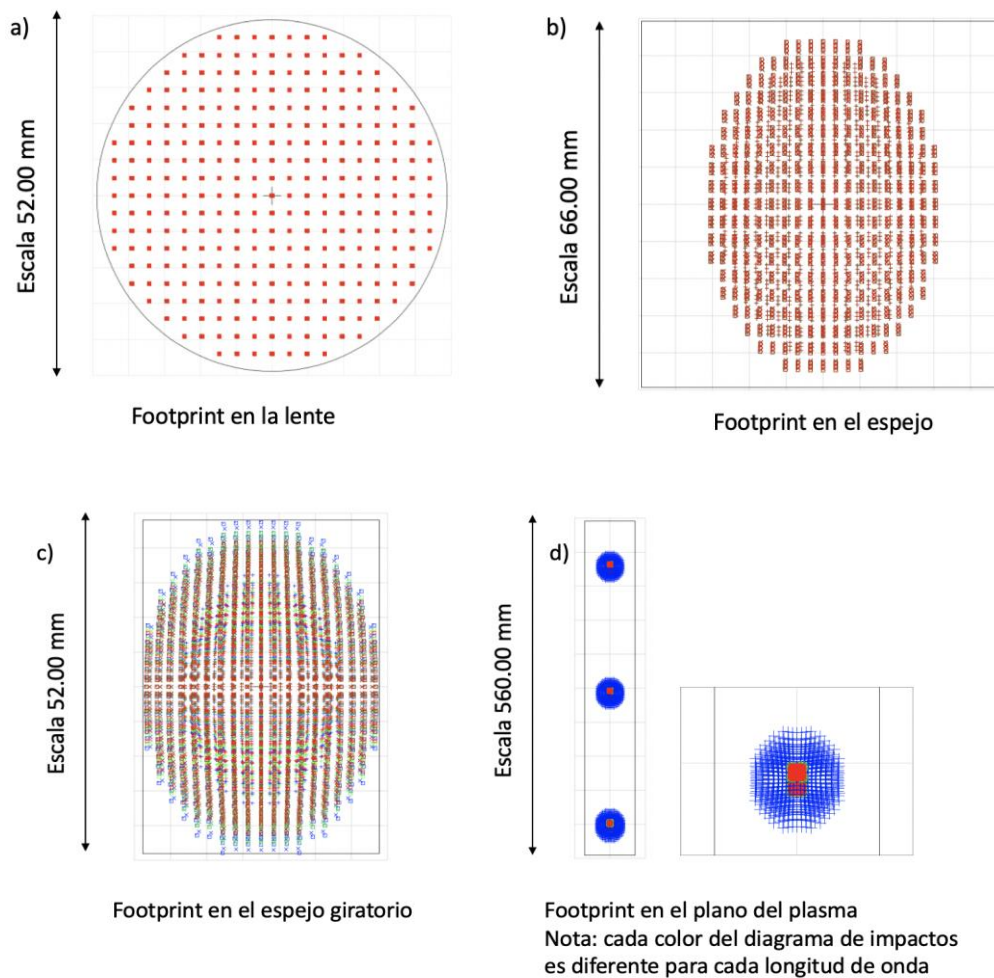


Fig. 2.28 Representación esquemática de la huella que dejaría una rendija de 1 mm a) sobre la lente, b) sobre el espejo fijo, c) sobre el espejo giratorio, y d) sobre el plasma para tres longitudes de onda diferentes: 221.5, 523.5 y 715 nm.

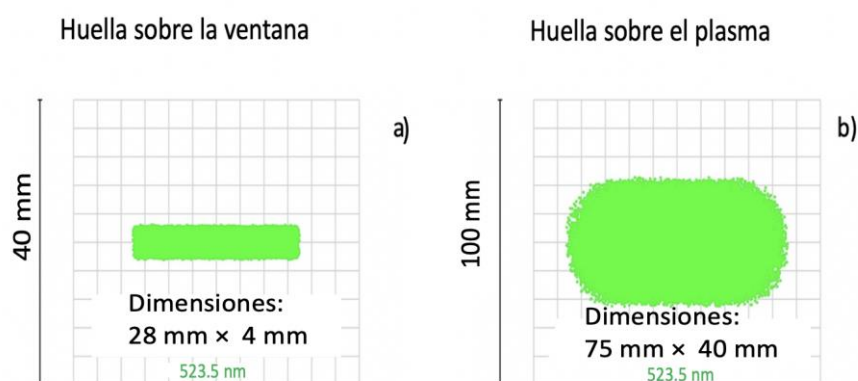


Fig. 2.29 Simulación llevada a cabo en Zemax® para estimar el tamaño de la huella que produciría una rendija del espectrómetro de 1 mm × 5 mm para la longitud de onda 523.5 nm a) sobre la ventana del TJ-II y b) sobre el plasma del TJ-II.

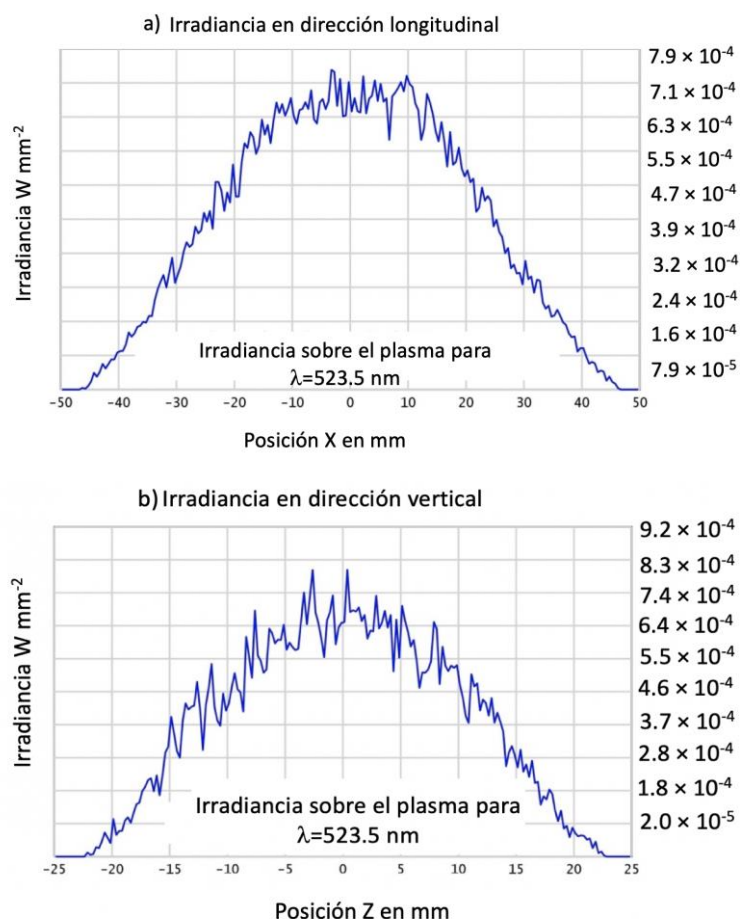


Fig. 2.30 Distribución de la irradiancia en dirección X e Z (longitudinal y verticalmente) para 1 W potencia emitido por una rendija de 1 mm de tamaño para la longitud de onda 523.5 nm a) en dirección horizontal y b) en dirección vertical.

Se estima además la distribución de irradiancia ([Fig. 2.30](#)) que proyectaría dicha rendija si emitiera 1 W de potencia al pasar por el sistema óptico, es decir las pérdidas a través del sistema óptico formado por la lente, los espejos M1 y M2 y la ventana del TJ-II implican una reducción de la señal de 4 órdenes de magnitud, razón por la que la rendija de entrada se abre a 1 mm y se requiere amplificar la señal recogida con el PMT.

Finalmente se ha estimado cuáles serían las posiciones óptimas de la lente para enfocar adecuadamente cada longitud de onda a analizar en el caso de la carga efectiva del plasma, a pesar de que el sistema actual no permite desplazar la lente para reducir la aberración cromática. Lo ideal sería disponer de un sistema de planos conjugados entre la posición de la rendija de entrada y la lente, a pesar de que tampoco es posible dado que el espectrómetro y los espejos están colocados en posiciones fijas. La [Fig. 2.31](#) recoge estas tres posiciones que colocan la lente a 210, 243 y 245 mm de la rendija de entrada del espectrómetro para las longitudes de onda de 200, 550 y 700 nm, que se estiman próximas a los rangos donde se pretende estimar la Z_{eff} , una vez determinados los rangos espectrales libres de líneas donde se estudie la Z_{eff} , estas posiciones deberán ser corregidas.

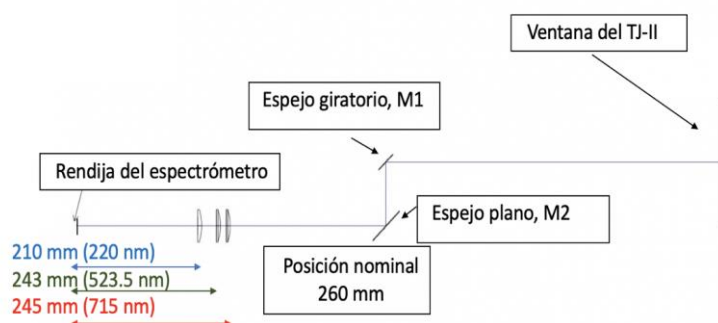


Fig. 2.31 Representación esquemática de la posición relativa de la lente para tres longitudes de onda: 200, 550 y 700 nm

2.4.3. IDENTIFICACIÓN DE LÍNEAS ESPECTRALES Y ESPECTROS CONTINUOS LIBRES DE LÍNEAS ESPECTRALES

Con el fin de identificar las líneas espectrales en los espectros adquiridos con el PMA12 durante las descargas del TJ-II, se usan los ficheros de calibración obtenidos en el [epígrafe 2.4.2](#) y el programa *Impurities* [182] para el análisis de espectros. El programa permite hacer una acumulación de los espectros del PMA12 de un día de operación del TJ-II (típicamente entre 30 y 50 descargas), para ver la evolución de los mismos a lo largo de un experimento, o bien, promediar los espectros adquiridos en una descarga individual o intervalos temporales dentro de la misma descarga, para poder establecer relaciones entre descargas similares o intervalos temporales diferentes respectivamente. Esto es posible porque el espectrómetro PMA12 opera

bien adquiriendo el espectro en toda la duración de la descarga (típicamente 200 ms) o bien, adquiriendo espectros a lo largo de la duración completa de la descarga cada 20 ms. Además, se ha implementado la opción de identificar las líneas espectrales según la base de datos NIST [174] o ADAS [183], esta última permite seleccionar los elementos en función de los diferentes procesos atómicos (excitación, recombinación o intercambio de carga). El programa *Impurities* también permite establecer límites en los parámetros de temperatura electrónica, temperatura iónica o densidad del plasma, umbrales en los centros de los picos de las líneas identificadas y una corrección en longitud de onda basada en la calibración del PMA12 en descargas de limpieza HeGDC (véase [epígrafe 2.1.3](#) y [Fig. 2.17](#)). Para determinar los límites de los parámetros lee las trazas de densidad electrónica promediada de línea media, de temperatura electrónica, de rayos X blandos y de un monitor de la intensidad de una línea del ion C^{4+} para la descarga, o las descargas, de interés de la base de datos *fusc3* del LNF del CIEMAT.

La [Fig. 2.32](#) muestra un ejemplo de una descarga promediada en los intervalos de adquisición y cuyo espectro se compara con el de la base de datos ADAS [183]; el mecanismo que se ha elegido en este caso como origen de los espectros es la excitación colisional, ya que la base de datos ADAS [183] que establece un criterio diferencial entre los procesos emisores. De los diferentes elementos (átomos e iones de las impurezas) posibles, se identifican las líneas correspondientes a la línea de Balmer H_{α} (656.28 nm) y a líneas de Li I (670.78 nm). La corrección que debería establecerse una vez identificadas dicha línea H_{α} (656.28 nm) identificada en 655.9 nm y Li I (670.78 nm) identificada en 670.6 nm es de 0.2-0.3 nm.

Para la interpretación de los datos devueltos por el programa se han de identificar las líneas más intensas de los diferentes elementos potencialmente presentes en el plasma recogidos en la base de datos general del NIST [174] o ADAS [183] que muestran las transiciones electrónicas permitidas entre los diferentes niveles de energía para los átomos seleccionados. La baja resolución espectral puede dar lugar a solapamientos de líneas espectrales próximas. El programa además permite filtrar los espectros adquiridos durante un día de operación de plasma o visualizar el espectro promedio de una descarga, cuando se adquieren espectros cada 20 ms. El empleo del programa y la interpretación de los resultados obtenidos, se muestran en el [capítulo 3](#) de la presente memoria.

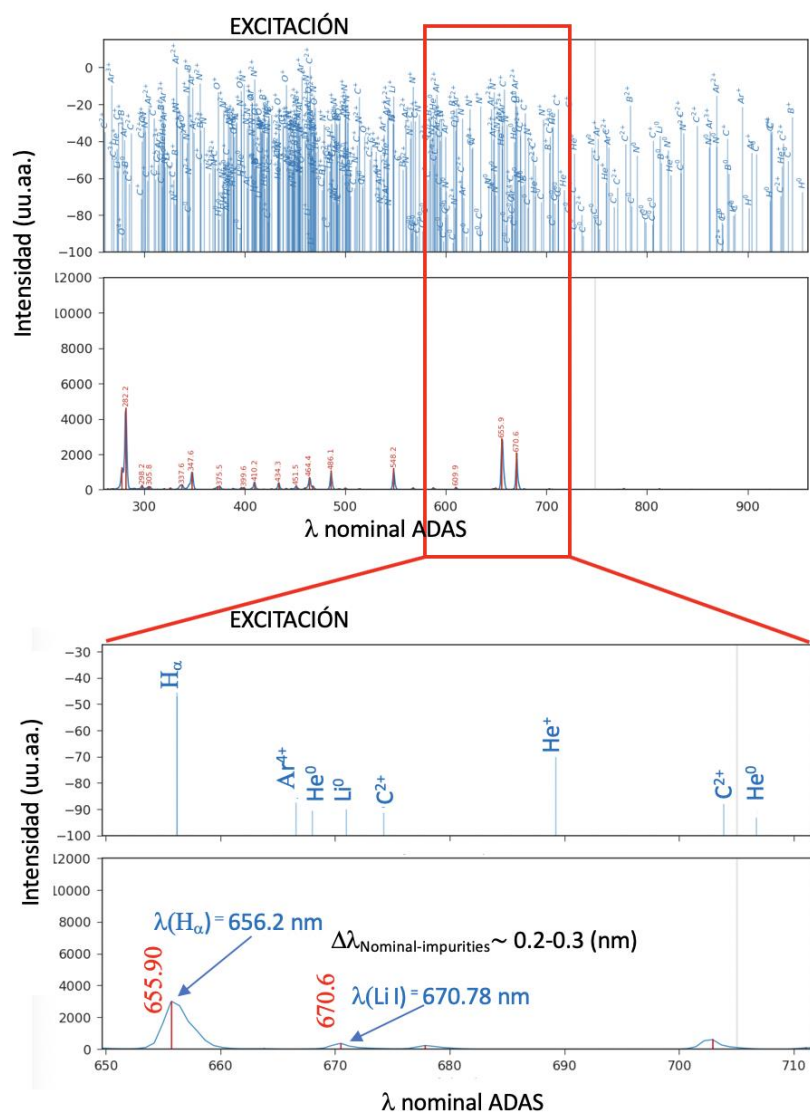


Fig. 2.32 Espectro entre 250 y 950 nm adquirido con el PMA12 durante una descarga de plasma #47640 analizado con el programa Impurities. En la parte superior aparecen todas las líneas espectrales posibles debidas a procesos de excitación de los átomos e iones de los elementos seleccionados (Ar, B, C, H, He, Li, O, Fe, etc) que devuelve el programa Impurities al escoger la base de datos ADAS, debajo se señalan las líneas identificadas. En la ventana de ampliación se han seleccionado sólo aquellos elementos potencialmente posibles en un rango entre 650 y 710 nm, en su parte superior, en su parte inferior se identifican las líneas H α y Li I; $\Delta\lambda$ representa la desviación entre la longitud de onda nominal y la longitud de onda medida.

Para identificar las franjas de longitudes de onda libres de líneas espectrales se empleará el espectrómetro ACTON 1/2 m, seleccionando el detector CCD que, al tener una sensibilidad 10 veces superior a la del PMA12 y mayor resolución espectral, lo que permite una identificación más precisa de las regiones libres de líneas espectrales, que resultará de interés para los experimentos en los que se tratará de determinar la carga efectiva del plasma a partir

de la radiación de frenado, dado que cualquier presencia de líneas de emisión en el espectro continuo resultaría en una sobreestimación de la radiación de frenado.

2.4.4. SISTEMAS DE ESPECTROSCOPIA ACTIVA: LÁSERES

En esta memoria se mostrarán resultados de experimentos llevados a cabo con láser empleando diferentes técnicas. En primer lugar, se empleará la técnica LIBS [147], que en el TJ-II, consiste en disparar un pulso corto de láser sobre la pared de la cámara de vacío para crear un micro-plasma sobre la misma. Entonces se graban los espectros de las emisiones en el rango visible que se producen en dirección contraria a la dirección de propagación del pulso láser, con el fin de desarrollar una prueba de concepto para monitorizar la evolución temporal de las capas de boro y litio depositadas sobre la pared de la cámara de vacío del TJ-II susceptibles de contaminar el plasma y, simultáneamente, la composición hidrogénica de la dichas capas. En segundo lugar, se empleará una técnica basada en LIBS para determinar la temperatura iónica del borde del plasma. Para ello, primero, se disparará el láser de Nd:YAG sobre la capa de litio de la pared de la cámara de vacío; después se monitorizarán las líneas espectrales del litio neutro desorbido de la pared tras la ablación con el micro-plasma formado y, al ionizarse, se estudiará el tiempo de vuelo de esta impureza a partir del registro de la línea espectral de litio ionizado en un monitor situado en diferentes posiciones toroidales del TJ-II. Estas técnicas y los resultados experimentales se desarrollarán en el [capítulo 4](#).

Por último, se utilizará para inyectar impurezas en el plasma, mediante la técnica de soplado con láser o *laser blow-off* (LBO) [162], para inyectar impurezas en el plasma. La técnica consiste en disparar un pulso corto de láser sobre una muestra recubierta con cierto material colocado en dirección hacia el plasma: el impacto del láser sobre dicho material provoca un micro-plasma que ablaciona o retira el material de la muestra inyectándolo en la misma dirección de propagación del haz láser, de ahí el nombre de soplado: La emisión de la radiación producida por la interacción del material inyectado con el plasma se recoge con diferentes detectores de radiación para determinar los tiempos de decaimiento²² de la perturbación. Esta técnica y los resultados experimentales de la misma se recogen en el [capítulo 5](#) de la presente memoria. El láser utilizado ([Fig. 2.8](#)) tanto en la técnica LIBS como en la técnica LBO se describirán a continuación.

Alineamiento del láser.

Para enfocar el láser Nd:YAG se dispone de un láser de alineamiento de baja potencia (inferior a 500 mW) y emisión monomodo longitudinal (SLM, Single Longitudinal Mode) con

²² Tiempo de decaimiento: tiempo que la perturbación tarda en reducir su valor máximo e^{-1} .

longitud de onda de emisión de 633 nm coalineado con el láser de Nd:YAG. Esto permite enfocar el punto del láser en las muestras de *blow-off* o, en el caso de los experimentos LIBS, en la pared de la cámara de vacío. Para ello se focaliza el láser de alineamiento (Fig. 2.33.a) sobre el punto donde se pretenda dirigir el láser de Nd:YAG, fijando esa posición mediante unos tornillos micrométricos que permiten el desplazamiento horizontal o vertical del láser de potencia (Fig. 2.33.b), es decir, es el láser de alineamiento quien define el eje óptico. Será allí donde se ha de llevar láser Nd:YAG o láser de potencia, moviéndolo, a su vez, mediante sendos micrométricos. Con el fin de determinar dónde impacta el pulso de láser de Nd:YAG se utiliza un papel termográfico, previo a la entrada de la cámara auxiliar de vacío, para disparar sobre él el pulso del láser de potencia, produciendo una mancha o abrasión en el papel (Fig. 2.33.b). Después, en función del centro del quemado del papel se desplazará horizontal o verticalmente el láser de potencia Nd:YAG mediante el uso de los tornillos micrométricos hasta lograr hacer coincidir el centro de la mancha de quemado con el *spot* del láser de alineamiento.

Cabe señalar que, si bien las longitudes de onda del láser de alineamiento y del láser de potencia son diferentes, es necesario emplear una longitud de onda visible, para poder ver dónde impacta el láser, ya que no se emplea un sistema opto-eléctrico para evaluar el enfoque. *A posteriori* puede ajustarse el posible defecto de enfoque moviendo la lente convergente de enfoque que se emplea en cada experimento. Especialmente en el experimento de LBO, este desenfoque de la lente podría traducir en una inyección de impurezas menos eficaz.

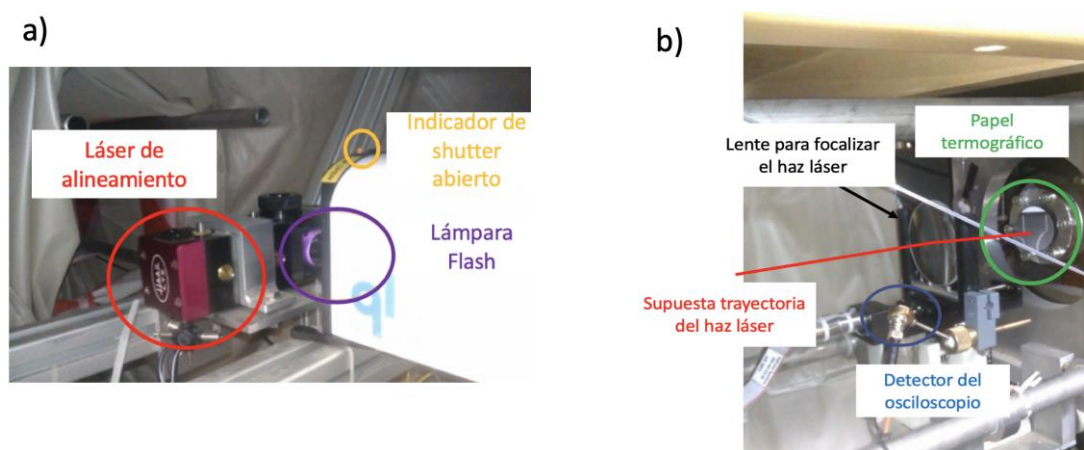


Fig. 2.33 Alineamiento del láser de Nd:YAG: a) detalle del láser de alineamiento acoplado al sistema y b) detalle del papel termográfico donde se impacta el láser de Nd:YAG para determinar el alineamiento del sistema. La trayectoria del haz se ha simulado en rojo. Obsérvese la presencia del detector fotodiodo acoplado a un osciloscopio, que permite estimar la anchura y duración del pulso del láser para garantizar la reproducibilidad de los disparos.

En el caso del experimento de inyección de impurezas, las muestras que se ablaconan se colocan en el interior de una cámara adicional de vacío ([Fig. 2.34.a](#)). Un sistema de válvulas permite la apertura y cierre de la cámara adicional de vacío previa, al tiempo que se asegura el bloqueo de la apertura si la presión no es la adecuada, evitando así la contaminación innecesaria de la cámara de vacío del TJ-II, a la vez que posibilita el cambio de muestras sin perturbar el estado de vacío del TJ-II. Las muestras introducidas en la cámara de vacío adicional han sido depositadas sobre un soporte para dos muestras de 25 mm×12.5 mm ([Fig. 2.34.b](#)). La elección de las muestras y los resultados del experimento se describirán en el [capítulo 5](#). Un sistema motorizado remoto posibilita el desplazamiento horizontal de la muestra, para barrer diferentes áreas en una misma línea horizontal. El movimiento vertical no está monitorizado remotamente y se lleva a cabo de manera manual en el interior de la nave experimental entre descargas de plasma.

En el caso del experimento LIBS se adquieren espectros con el espectrómetro ACTON ½ m. Esta configuración requiere hacer coincidir el eje óptico del espectrómetro con el punto de impacto del láser sobre la pared de la cámara de vacío. Para ello, se introduce el mismo haz láser utilizado para el alineamiento del láser Nd:YAG por la rendija de salida del espectrómetro. Se hacen coincidir el láser de alineamiento del sistema espectral con el haz del láser de alineamiento del impacto en la pared, de forma que el espectrómetro ACTON ½ m recoja la emisión del mismo micro-plasma de ablación creado por el disparo del láser Nd:YAG. Además, en ese experimento se adquieren espectros con el PMA12 cuya fibra simplemente se acopla al puerto de la cámara

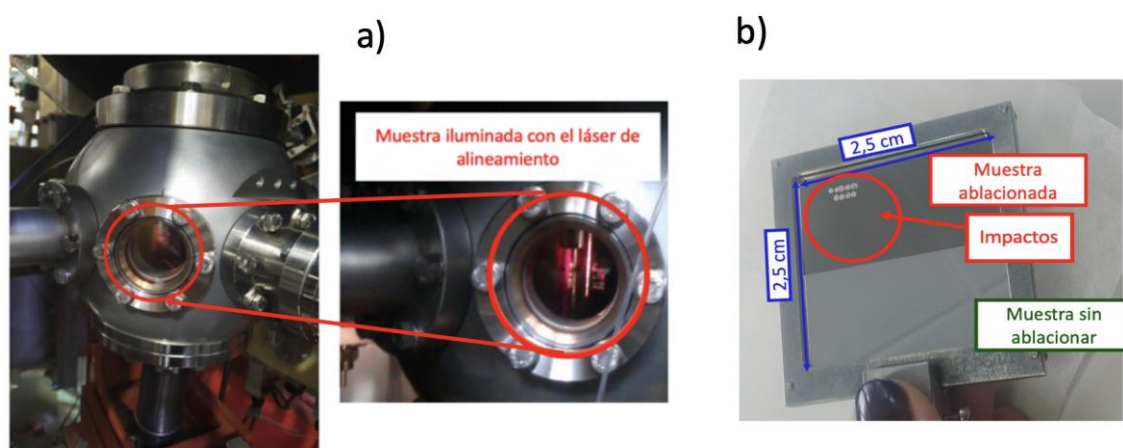


Fig. 2.34 Muestras de los experimentos de láser Blow-Off: a) cámara de vacío adicional donde se colocan las muestras (izquierda) y, en la ampliación, detalle de dicha cámara que permite ver el haz del láser de alineamiento reflejado sobre la muestra que se ablacon; b) Imagen del portamuestras tras su extracción de la cámara adicional de vacío. Obsérvese la disposición de

las muestras en el soporte y la secuencia de impactos que queda marcada en la muestra superior ablacionada. En la muestra inferior no se aprecia impacto alguno.

Para el experimento de monitorización de impurezas intrínsecas del plasma, con la técnica LIBS o para el experimento con la técnica LIBS modificada empleado en las medidas de tiempo de vuelo, se procede al alineamiento del sistema óptico, según el procedimiento descrito y enfocando el haz láser con la lente apropiada sobre la pared de la cámara de vacío.

La anchura y duración del pulso láser se monitorizan remotamente mediante un fotodiodo próximo a la línea óptica del láser de potencia y que lleva acoplado una fibra óptica, como se apreciaba en la [Fig. 2.33.b](#)). La fibra se acopla a su vez, a un osciloscopio (THS730A, Tektronix, Oregón, EE. UU.) mediante un conversor opto-eléctrico (modelo TIA-500, Terahertz Technologies and Imaging, California, EE. UU.) que transduce la señal. Entonces en el osciloscopio se puede observar la anchura relativa del pulso de láser y su amplitud, que da una indicación de la potencia alcanzada. Además, su presencia confirma si el pulso ha sido lanzado. Esta información facilita el análisis de los datos y permite comprobar la reproducibilidad del disparo del láser. Si bien no hay una correlación 1:1 entre las magnitudes, sí son directamente proporcionales.

Monitorización de los espectros LIBS para el experimento de impurezas e isótopos.

Como se ha explicado en el [epígrafe 2.4.1](#) para identificar en el experimento de LIBS la composición del micro-plasma creado por el láser se emplea el espectrómetro PMA12 que recoge la radiación del espectro comprendida entre 200 y 950 nm (para monitorizar los estados de ionización de las potenciales impurezas) y el espectrómetro ACTON ½ m (para monitorear los isótopos de hidrógeno de la pared) con el CCD como detector. Recuérdese que este espectrómetro cubre el rango entre 200 y 850 nm permitiendo detectar las líneas espectrales de la serie de Balmer H_{α} and D_{α} (alrededor de 656 nm), aunque tiene gran resolución espectral pero sólo recoge una banda espectral muy estrecha. La emisión del micro-plasma producido al ablacionar la pared, se recoge con un ángulo de 30 grados con respecto a la línea de propagación del haz láser, por un lado, debido a la ubicación del espectrómetro ACTON ½ m y, por otro, para recoger el área de impacto de la pared y mediante un sistema dual de espectrómetros por medio de sendas fibras que salen de un focalizador y transmiten la radiación visible y el UV cercano. En la [Fig. 2.35](#) se puede apreciar un esquema del montaje experimental para los experimentos de LIBS de monitoreo simultáneo de impurezas e isótopos de hidrógeno en el sector A1. Además, con el fin de poder comparar la composición hidrogénica del micro-plasma resultante de la ablación de la pared de la cámara con la composición hidrogénica del plasma

del TJ-II, se adquirirán espectros durante las descargas de plasma del TJ-II con el monitor de la emisión de isótopos de hidrógeno ([Fig. 2.15](#)), ubicado en el sector B6 y descrito en el [epígrafe 2.4.1](#). Los resultados experimentales se presentan y discuten en el [epígrafe 4.1.3](#).

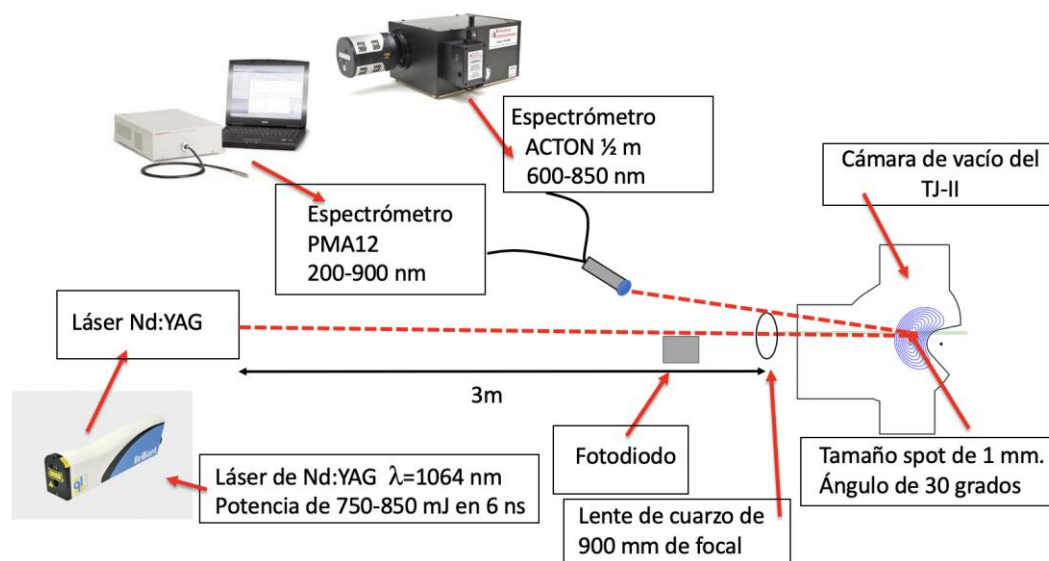


Fig. 2.35 Esquema del dispositivo experimental LIBS para monitorización de impurezas e isótopos de hidrógeno simultáneamente.

Monitorización de los espectros LIBS para experimentos de tiempo de vuelo.

Como se ha explicado en la [sección 4.3](#), el acondicionamiento de la pared en el TJ-II, se lleva a cabo de manera regular mediante descargas de HeGDC y deposiciones de películas delgadas de boro y litio que se evaporan de hornos localizados en el interior de la cámara de vacío [108]. Con el propósito de llevar a cabo pruebas *in-situ* de acondicionamiento de la pared de la cámara de vacío en tiempo real, durante una descarga con plasma calentado mediante ECRH, se empleó el láser de Nd:YAG para ablacionar una pequeña cantidad de litio de la pared de la cámara de vacío, en la línea de los experimentos de litiado por deposición de litio mediante láser en el exterior del plasma (*Deposition of Lithium by Laser Outside of Plasma*, DOLLOP) [184, 185]. En la técnica DOLLOP se emplea un láser para introducir un aerosol de litio dirigido a la SOL del plasma. El litio introducido de esta manera se ioniza y migra preferentemente a los puntos de contacto del limitador, permitiendo el litiado *in-situ* durante la descarga de plasma neutro. Con estas técnicas se pretende acondicionar la pared de manera más eficiente litiando sólo las regiones de interacción del plasma con la pared, dejando que los iones se redepositen en el plasma. Tras estas pruebas, en el TJ-II, lo que se lleva a cabo es el acondicionado mediante boronización y litiado, pero se aprovecha el fundamento de la técnica DOLLOP para estudios de transporte en el borde del plasma. Para desarrollar el experimento, el haz láser se focalizará,

aprovechando el montaje LIBS, sobre la pared opuesta de la cámara de vacío y se inyectará litio en el borde del plasma, desde el sector A1 del TJ-II, al ablacionar la pared de la cámara de vacío donde previamente se ha depositado litio mediante el acondicionamiento. La fuente de litio altamente localizada tanto en posición como en tiempo, ([Fig. 2.36](#)) abre la posibilidad de llevar a cabo estudios de transporte en la periferia del plasma TJ-II, ya que el litio ablacionado se ioniza rápidamente (primer potencial de ionización 5.41 eV, asumiendo una tasa de ionización de $7\text{-}8 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ [[186](#)] para una densidad de $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$; el tiempo de ionización sería del orden de 2.5 μs en el plasma). El litio ionizado se transporta a lo largo de las líneas de campo: esto se corrobora por la aparición de líneas espectrales de litio neutro (Li I) en el espectro LIBS grabado con el PMA12. En su trayectoria toroidal se producen colisiones con las partículas del plasma que termalizan los iones inicialmente fríos de Li^+ (Li II). En el equilibrio de este proceso se pueden llevar a cabo medidas de tiempo de vuelo (*time-of-flight*, TOF), a diferentes distancias de la fuente, según se indica en la [Fig. 2.36](#) (A3, C3, C8, D4). Para ello se emplearán monitores de la emisión de luz procedente de iones de Li II, sintonizados en la línea 548.57 nm, y de Li I, en 670.7 nm, detectores de radiación de rayos X y bolómetros que recogen la radiación global del plasma. Concretamente, para el monitoreo de Li I en el punto de inyección se empleará el espectrómetro ACTON de ½ m de focal sintonizado en la longitud de onda 670.7 nm seleccionando en su plano focal el detector PMT. Para el monitoreo del Li II se empleará un filtro de pasabanda (010FC10-50/5484, Andover Corporation, New Hampshire, EE. UU.) cuya transmitancia es del 55% para la longitud de onda de 548.57 nm, y un detector tipo PMT (R3896, Hamamatsu, Japón) que se irá colocando en diferentes posiciones toroidales de la máquina como se indica en la [Fig. 2.36](#). Los sistemas de bolometría y rayos X darán soporte al experimento para conocer los perfiles de radiación, aunque cabe destacar que una entrada únicamente de litio en el plasma no cambiaría sustancialmente la radiación global, ya que son las impurezas desprendidas de la pared la que aumentarán la radiación global.

La [Fig. 2.37](#) muestra el montaje experimental de sistema LIBS para los experimentos de TOF. De la observación de la propagación de los pulsos de litio toroidalmente y del análisis del tiempo de vuelo hasta la termalización, se pueden deducir temperaturas iónicas de la periferia del plasma, siendo ésta una técnica novedosa, debido a que tradicionalmente estas temperaturas se han determinado mediante otras técnicas de espectroscopia pasiva [[173](#)] sondas sensibles a iones (*Ion Sensitive Probe*, ISP) [[187](#)], o bien mediante analizadores de campo retardado (*Retarding Field Analysers*, RFA) [[188](#)].

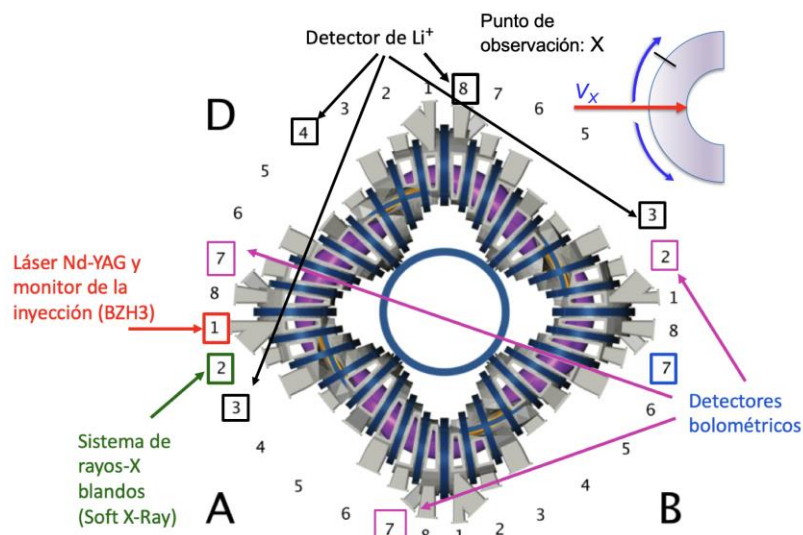


Fig. 2.36 Representación esquemática de los sectores del TJ-II donde aparecen señalados el punto de inyección del láser, los sistemas de rayos X y bolometría, y las diferentes posiciones del monitor de Li II en los sectores A3, C3, C8 y D4. En la parte superior se representa un esquema de dónde ablacionaría el láser y de la velocidad del ion aproximándose o alejándose del punto de observación X, equiparable a cualquiera de los sectores donde se situará el detector de litio.

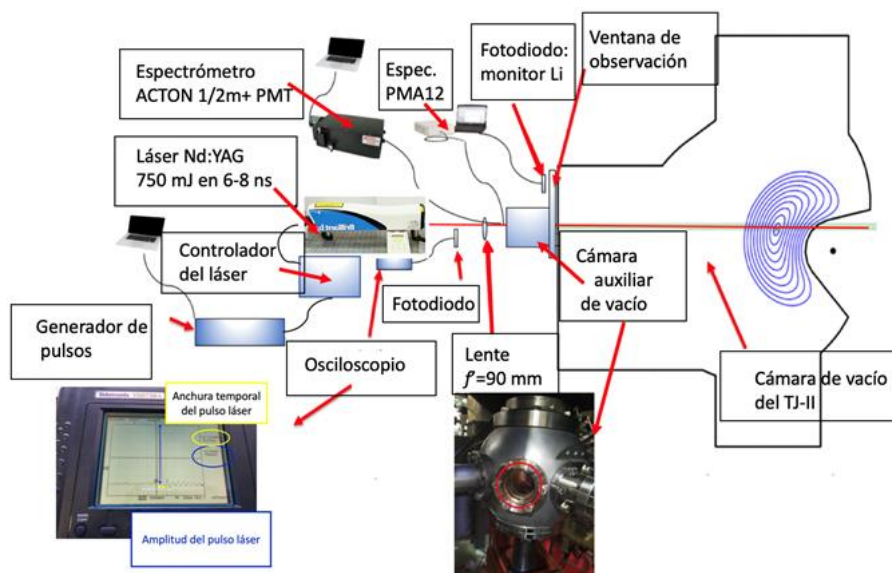


Fig. 2.37 Esquema del dispositivo experimental LIBS para medidas temperatura iónica a partir de tiempo de vuelo, TOF, de impurezas de litio.

Sistema de inyección de impurezas con láser.

En el experimento de LBO del TJ-II, el láser de Nd:YAG se focalizará con una lente de 0.25 m de distancia focal sobre diferentes láminas delgadas de unas micras de espesor depositadas sobre un sustrato de zafiro. Dicha muestra se soporta en un sistema diseñado *ad-*

hoc para el *stellarator* TJ-II [189] en una cámara auxiliar adyacente a ultra alto vacío, $\sim 10^{-7}$ mbar, situada en el sector A1 a una distancia de 0.7 m del borde del plasma.

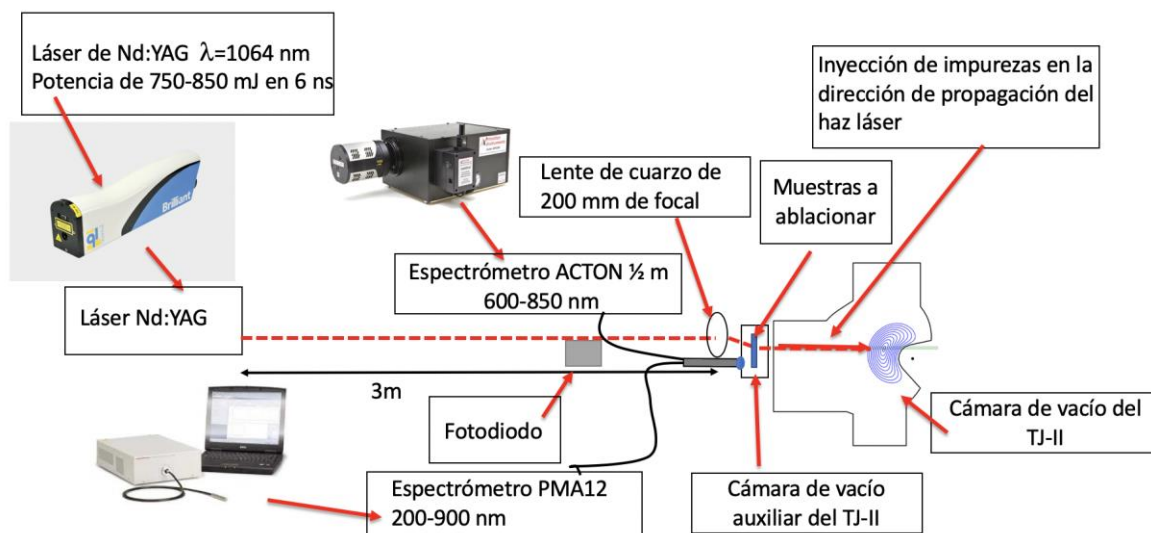


Fig. 2.38 Esquema del dispositivo experimental LBO en el dispositivo de fusión TJ-II

En la [Fig. 2.38](#) se presenta un esquema del montaje experimental para los experimentos de LBO. La configuración incluye una fibra que conduce la radiación al espectrómetro ACTON $\frac{1}{2}$ m y el PMT. La distancia a la muestra es de unos 4 m, por lo que un 10% de la energía incidente del láser se pierde en la ventana de la cámara y se pierde otro 5-10% debido a la transmitancia de la lente. La orientación y el movimiento precisos de la muestra se llevan a cabo mediante el manipulador de vacío motorizado y que, junto con la potencia del láser, se controlan de manera remota.

Las muestras para LBO.

En este trabajo, se estudia el transporte de impurezas ligeras (boro, litio y carbono) y de impurezas pesadas (hierro y wolframio) en los plasmas TJ-II calentados por ECRH, para permitir la comparación de las propiedades de transporte de diferentes especies de impurezas dado que, como se explicó en la introducción, la masa y la carga de la impureza pueden ser determinantes para el transporte y confinamiento del plasma. Las muestras empleadas en los diferentes experimentos de inyección de impurezas se colocan en un plano ecuatorial a una distancia de 0.7 m del borde del plasma. Son de tipo comercial sobre un sustrato de zafiro, proporcionados por Lebow Corporation (Goleta, California, EE. UU.) o preparadas en la Universidad de California San Diego (UCSC, EE. UU.).

Las muestras de boro y litio (en forma de fluoruro de Litio, LiF_2 , y nitruro de boro BN), contienen una película intermedia delgada (10 nm) de cromo para asegurar la adherencia (Lebow Goleta, CA, EE. UU.). Las muestras de carburo de boro (B_4C), de hierro y de wolframio,

se depositaron en la UCSD. La interacción del pulso láser de 6-8 ns sobre la película delgada tiene lugar en dos fases [190]: al disparar el láser sobre la muestra se forma un plasma en la interfase entre el sustrato de vidrio y la capa depositada; a continuación de este estado de ablación directo, el calor residual en la muestra puede provocar una pérdida adicional de material por sublimación, evaporación y, en algunos casos este proceso puede ser explosivo, eyectando perdigones microscópicos a muy alta velocidad, que hace que se liberen partículas que serán, a su vez, inyectadas en el plasma con una velocidad de 1 km s^{-1} . Este segundo estado de ablación es más difícil de predecir y controlar. En la [Fig. 2.34.b](#) se apreciaba el portamuestras con dos muestras recubiertas con diferentes materiales, una de las cuales aparece ablacionada, con un tamaño de impacto de aproximadamente 1 mm de diámetro. En el [capítulo 5](#) presentan los resultados de este experimento.

El seguimiento de las inyecciones LBO.

Con la intención de monitorizar una línea espectral de las emitidas por los diferentes estados de ionización del elemento inyectado en el experimento de LBO, se emplea una fibra acoplada al espectrómetro ACTON $\frac{1}{2}$ m con el detector PMT, colocado en la misma ventana donde se produce la inyección. El espectrómetro se sintoniza a la longitud de onda de la línea espectral de la impureza inyectada. La señal obtenida, junto con la evolución temporal de los perfiles reconstruidos tomográficamente de rayos X y bolometría, se utiliza para estudiar los tiempos de decaimiento de la impureza inyectada empleando para ello el código *wdecay*. Este programa permite leer las trazas de los diferentes detectores de rayos X y bolómetros para ajustar el tiempo de decaimiento exponencial de la impureza dentro del plasma y devuelve los parámetros τ y β que corresponden al ajuste del perfil de decaimiento a una curva exponencial o a una curva exponencial estirada respectivamente [191]. La [Fig. 2.39](#) muestra una captura de pantalla del ajuste de un perfil de radiación bolométrica correspondiente a una inyección de impurezas. Los resultados de los experimentos de inyección de impurezas se muestran en el [capítulo 5](#). Posteriormente, a partir de los perfiles reconstruidos tomográficamente de radiación y bolometría y mediante el código *STRAHL* [72, 169], calcular los coeficientes de difusión y transporte que dan cuenta de esa radiación, como se explicará a continuación.

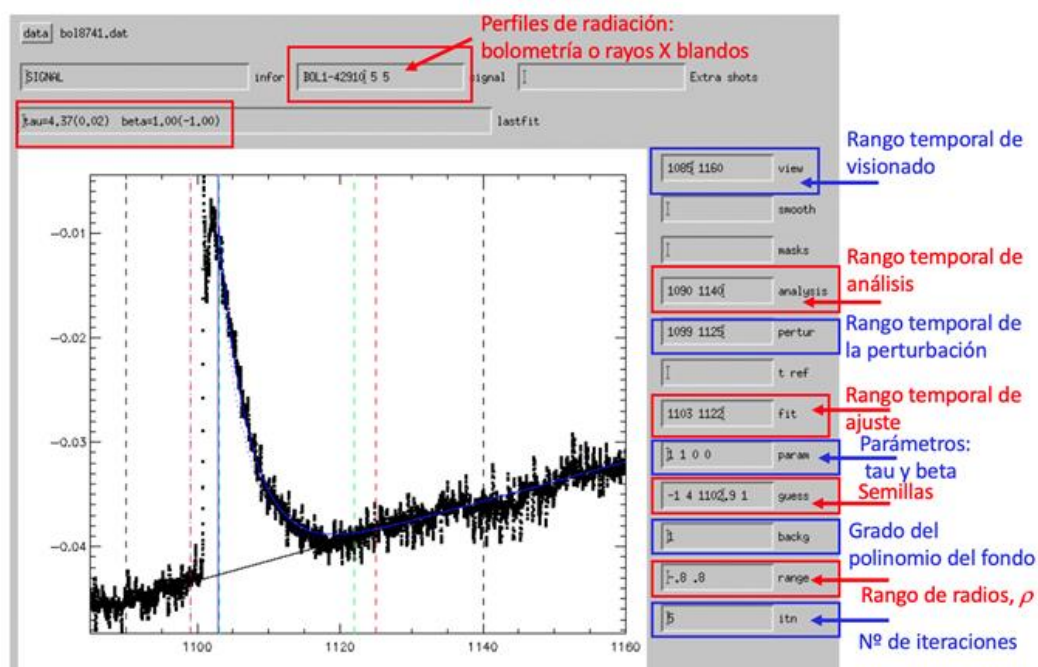


Fig. 2.39 Captura de pantalla de la interfaz del programa *wdecay* para la obtención de los tiempos de decaimiento de una traza de radiación, se señalan los parámetros de ajuste.

Bolometría y rayos X.

Para conocer la influencia en la radiación de la inyección de impurezas durante el experimento de LBO se usarán perfiles de bolometría y rayos X grabados en la base de datos del TJ-II y posteriormente analizados [51, 54, 192]. Los mapas de emisividad local del plasma se reconstruyen a partir de las trazas grabadas con las diferentes matrices de detectores poloidales bolométricos. Estas matrices emplean detectores piroeléctricos estratégicamente ubicados en diferentes puertos laterales, superiores e inferiores (véase la Fig 1.10), del TJ-II, con una resolución espacial de unos 2 cm. Dentro de la cámara de vacío hay colocadas cuatro cámaras tipo *pinhole* distribuidas poloidalmente (véase la Fig. 1.11), para observar la emisión de rayos X blandos y medios del plasma en ángulos diferentes, con una resolución poloidal de 2 cm y toroidal de 5 cm. Este sistema permite reconstruir tomográficamente los perfiles de radiación de rayos X [51, 54].

La información que ofrecen estos detectores de radiación permite comparar, por un lado, cómo varía la emisión antes y después de la inyección de impurezas y, por otro, comparar descargas de referencia (sin inyección) con las descargas donde tiene lugar dicha inyección. De tal manera, que se obtendrán valores experimentales de los coeficientes de difusión y transporte de dichas impurezas en el plasma mediante el empleo del código STRAHL [72, 169], ejecutado con el interfaz que proporciona el programa *Uistrah* [193].

El código *Uistrah* requiere como parámetros de entrada los perfiles que definen el experimento: perfiles de la densidad y temperatura electrónica del plasma, tamaño de las superficies magnéticas a través de la configuración magnética, elemento(s) inyectado(s), su energía y flujo entrantes, su tasa de reciclado y penetración en el plasma en relación a la última superficie de flujo cerrada, etc. Con estos parámetros STRAHL simula los perfiles de rayos X y bolometría, que se comparan con los medidos. Entonces, por un método iterativo se van modificando los coeficientes de difusión y transporte de la impureza en el plasma hasta que se ajusten los perfiles simulados a los medidos.

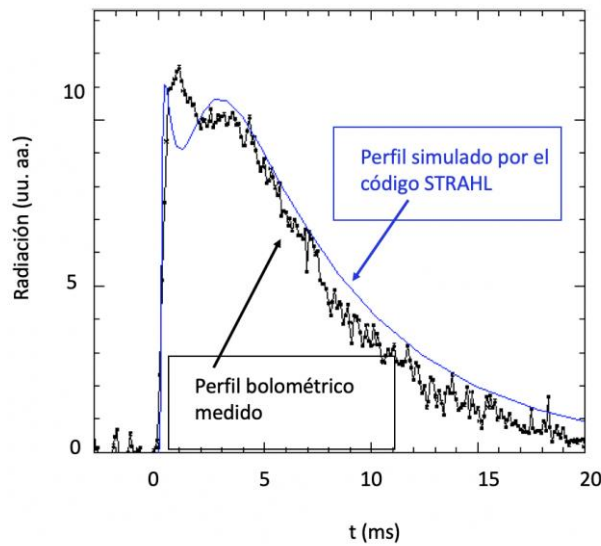


Fig. 2.40 Captura de pantalla del ajuste para la cuerda $\rho = 0$ entre el perfil simulado y el perfil de radiación bolométrica para una descarga cualquiera a modo de ejemplo.

La [Fig. 2.40](#) muestra una captura de pantalla del ajuste devuelto por programa *Uistrah* para un perfil de radiación bolométrica en un radio normalizado determinado. También pueden introducirse expresiones analíticas para los coeficientes de difusión, transporte, perfiles de Thomson *scattering*, densidad de neutros en el plasma, etc. La solución al problema es compleja. Estos coeficientes resultan esenciales para comprender los procesos de transporte de los plasmas confinados magnéticamente. De manera complementaria, se empleará el código DKES/EUTERPE [194] utilizado en plasmas de fusión para estudios de inestabilidades electrostáticas. EUTERPE permite simulaciones tridimensionales de la turbulencia del plasma, a partir de una situación de equilibrio del mismo simulada previamente, incluye la perturbación del campo magnético, una tercera especie (además de electrones e iones) y la dinámica no lineal. El código EUTERPE descompone la función de distribución en una parte de equilibrio (Maxwelliana) y una perturbación dependiente del tiempo (turbulencia). Como parámetros de entrada requiere los perfiles de densidad y temperatura electrónicas y la temperatura iónica del

plasma. Con esta información lleva a cabo la simulación del campo eléctrico y es posible calcular los coeficientes de transporte de impurezas, conocido el estado de ionización de dicha especie.

CAPÍTULO 3. UN METÓDO ÓPTICO PARA SEGUIR LA EVOLUCIÓN ESPACIAL Y TEMPORAL DE LA CARGA EFECTIVA EN PLASMAS

En este capítulo se tratará de dar cuenta de los objetivos O1 y O2 de la presente memoria, esto es, O1): el empleo de la espectroscopia en los rangos visible y ultravioleta en el *stellarator* TJ-II para identificar las líneas espectrales presentes identificando los elementos y sus estados de ionización correspondientes, y regiones del espectro continuo libres de líneas espectrales; y (O2): la determinación de la carga efectiva del plasma mediante técnicas espectroscópicas en las regiones del espectro ultravioleta (UV) próximo, visible (VIS) e infrarrojo cercano (NIR) libres de líneas espectrales. Para ello, en primer lugar, se grabarán espectros en el rango del VIS, UV y NIR con el espectrómetro PMA12, descrito en el [capítulo 2](#). Los espectros así adquiridos se analizarán mediante el código de análisis *Impurities* [182] para poder identificar los átomos o iones a los que corresponden dichas líneas espectrales. Por tratarse de un espectrómetro de amplio espectro, podrán identificarse regiones de emisión continua, correspondientes a zonas libres de líneas espectrales emitidas por iones de impurezas, que servirán para estudiar la radiación continua debida a *bremsstrahlung* del plasma.

A continuación, mediante el espectrómetro ACTON ½ m y el detector CCD de mayor resolución espectral que el PMA12, se explorarán las regiones del espectro encontradas que aparecen libres de líneas, y será en ellas donde se lleven a cabo barridos con resolución temporal del plasma, incorporando un espejo giratorio y utilizando el detector PMT, ubicado en el segundo plano focal del espectrómetro ACTON ½ m, cuya configuración se ha descrito en el [epígrafe 2.3.2](#). A partir del análisis de los espectros adquiridos se tratará de estimar la carga efectiva del plasma (Z_{eff}). Los resultados se discutirán y compararán con los obtenidos con la técnica de rayos X. La configuración, se optimizará para mejorar estos resultados.

3.1. ESTUDIO DE LA EMISIÓN DE RADIACIÓN DE DISCRETA Y CONTINUA

Como se ha explicado, en un plasma de un reactor de fusión por confinamiento magnético, las especies atómicas diferentes a los reactivos de fusión se consideran impurezas. Su presencia, aún en concentraciones bajas, puede implicar consecuencias perjudiciales para el mantenimiento de la reacción de fusión, debido a la dilución del combustible y a la pérdida de potencia de radiación. Llegando, incluso, a producirse la acumulación de impurezas en el centro del reactor impidiendo el correcto funcionamiento en estado estacionario del mismo. Este efecto

es más notorio cuanto mayor sea el número de carga, Z , de la impureza y es más acusado en dispositivos tipo *stellarator* frente a dispositivos tipo *tokamak*, debido a que, en los primeros, se produce un campo eléctrico radial, E_r , negativo hacia el centro del plasma (raíz iónica). Por estas razones se hace necesario conocer e identificar las impurezas presentes en el plasma y determinar la carga efectiva del plasma, Z_{eff} , y el *stellarator* TJ-II, de geometría helicoidal, es un excelente banco de pruebas para ello. La Z_{eff} es un este parámetro que sirve de indicador de la contaminación del plasma ([Ec. 2.21](#)) y se puede obtener a partir de la radiación de frenado o *bremsstrahlung*. Con esta finalidad se va a proceder a estudiar la radiación emitida en los rangos del espectro ultravioleta, visible e infrarrojo cercano, para determinar la presencia de impurezas en el plasma del TJ-II. Después, se explorarán zonas libres de líneas de emisión de las impurezas, con objeto de proceder al estudio de la radiación continua atribuible a la radiación de frenado, posibilitando el cálculo de la Z_{eff} .

3.1.1. EMISIÓN DE RADIACIÓN DISCRETA EN EL RANGO DEL VISIBLE Y ULTRAVIOLETA E INFRARROJO PRÓXIMOS

Como se introdujo en el [epígrafe 2.2.2](#) la emisión de radiación discreta en los dispositivos de fusión es fruto de procesos atómicos de excitación/desexcitación entre niveles cuantizados de energía, que dan como resultado líneas o bandas de emisión características, empleadas para identificar el elemento. En los dispositivos de fusión, los componentes de la pared de la cámara de vacío, zona del núcleo o *hardcore*, del limitador o del divertor se calientan a altas temperaturas hasta 600 K, debido al alto flujo de calor procedente del plasma. Los mecanismos de interacción con o sin contacto directo de las partículas procedentes del plasma con la pared, los limitadores o el divertor de los dispositivos de fusión se explicaron en la [sección 2.1](#). Los átomos y moléculas pulverizados, reciclados o retrodispersados dan lugar a diversas reacciones en el borde del plasma cuyo estudio supera el alcance de esta tesis [[105](#), [106](#), [107](#), [195](#)], pero de donde se deduce que, dados sus valores de densidad y temperatura en plasmas típicos de TJ-II ($n_e=1-5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ y $T_e = 10-1500 \text{ eV}$), el borde del plasma ($\rho \sim 1$ a 0.9) es propiamente un plasma ionizante ($n_{e \text{ borde}}=1-10 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ y $T_{e \text{ borde}} = 40-400 \text{ eV}$). Estas condiciones, a su vez, pueden dar lugar a procesos de ionización/excitación/desexcitación de los elementos constituyentes de la pared y del resto de elementos de la cámara de vacío, lo que produce la contaminación del plasma, con la consecuente dilución del combustible y pérdida de eficacia de las reacciones de fusión. El estudio de la radiación discreta emitida permite identificar las impurezas presentes en el borde y en el centro del plasma. En plasmas de hidrógeno del TJ-II destacan las emisiones de la línea de Lyman H_α en 121.57 nm, en el rango del UV, y de la línea de Balmer H_α en 656.28 nm, que es la línea más intensa en el visible. No obstante, a pesar de

los tratamientos de boronización y litiado que se llevan a cabo de manera frecuente en el *stellarator* TJ-II para acondicionar la pared y minimizar la emisión de impurezas, algunos elementos procedentes de la pared y/o de los componentes de la cámara de vacío son susceptibles de alcanzar el plasma. La física involucrada en los procesos que tienen lugar en el borde del plasma ha sido ampliamente estudiada en TJ-II [196, 197, 198, 199, 200], principalmente con el empleo de sondas [201] y cámaras rápidas que siguen el movimiento de partículas, pero no es objeto de esta tesis. Los elementos que penetren en el plasma emitirán líneas espectrales, incluidas aquellas emisiones espectrales dentro del rango del visible. El ritmo de ionización de una partícula depende de la temperatura electrónica en el TJ-II donde $T_e > T_i$, depende de la T_e . A su vez, la energía de ionización depende del elemento. El análisis de las líneas de emisión obtenidas con resolución espectral, mediante el empleo de las bases de datos NIST [174] y ADAS [183], permitirá identificar las impurezas presentes, sus estados de ionización y su penetración en el plasma. Las impurezas del plasma TJ-II han sido ampliamente revisadas en el espectro VUV [40, 65, 66]. De manera análoga a estos trabajos, se pretende explorar la emisión de dichas impurezas en el rango del VIS, del UV cercano y del NIR; para su identificación se empleará el espectrómetro PMA12, con objeto de poder determinar aquellas regiones libres de emisión de líneas espectrales para después estimar la carga efectiva.

3.1.2. EMISIÓN DE RADIACIÓN CONTINUA EN EL RANGO DEL VISIBLE

Comprender el comportamiento de las impurezas en el plasma es especialmente relevante de cara al desarrollo de los futuros reactores de fusión donde las interacciones plasma-pared serán mayores y la densidad y los tiempos de confinamiento estarán limitados por las pérdidas por radiación. Resulta determinante no sólo identificar las impurezas presentes en el plasma, (epígrafe 3.1.1), sino comprender el comportamiento de dichas impurezas para poder controlarlas, dado que la dilución del combustible podría reducir la producción de energía de fusión. Esto es especialmente importante en dispositivos tipo *stellarator*, que han de operar en modo estacionario. Además, los problemas derivados de la presencia de impurezas pueden resultar aún más difíciles de manejar en geometrías helicoidales porque la interacción plasma-pared puede ser intensa en las proximidades de las ranuras en espiral que sobresalen en la cámara de vacío de los dispositivos con esta geometría, como el TJ-II. Actualmente es un reto para estos dispositivos encontrar modos de operación que eviten la acumulación de impurezas en el centro de sus plasmas y así prevenir colapsos por radiación. Con este fin es necesario desarrollar técnicas que permitan cuantificar la fracción de impurezas en un plasma. La carga efectiva del plasma, Z_{eff} , es parámetro que refleja los niveles de impurezas, a pesar de que no permite determinar la composición específica de las impurezas, por esta razón la determinación

de la Z_{eff} en esta memoria se lleva a cabo en conjunto con el estudio de los espectros de radiación discreta que permiten identificar las impurezas presentes en el plasma. En los diferentes dispositivos de fusión se han implementado métodos para evaluar la Z_{eff} , como son a través del *bremsstrahlung* visible [124, 202], la resistividad del plasma [121], la emisión de rayos X blandos [203] o el flujo de neutrones [204].

Para medir la Z_{eff} en el visible, como se introdujo en el epígrafe 2.2.2 se ha de tener en cuenta unas asunciones implican que: i) que el *bremsstrahlung* surge de las colisiones coulombianas entre iones y electrones y ii) que la región del continuo a estudiar para poder posteriormente deducir la Z_{eff} ha de ser una zona del espectro libre de emisiones de línea, de ahí que la elección de los rangos espectrales sea determinante.

En los dispositivos tipo *tokamak* se han desarrollado diferentes métodos para determinar la Z_{eff} a partir del *bremsstrahlung* en el visible [123, 124, 205, 206, 207, 208, 209] basados principalmente en la presencia de corrientes internas intrínsecas en el plasma. Mientras que en los dispositivos tipo *stellarator*, en general, la radiación de frenado se mide en el rango del UV y de los rayos X, siendo el análisis de la emisión de estos últimos el procedimiento habitual para determinar la carga efectiva del plasma [210] debido a la ausencia de corrientes internas en los dispositivos con geometría tipo *stellarator*. No obstante, en los dispositivos LHD y Wendelstein-7X, que son de tipo *stellarator*, se ha determinado la carga efectiva a partir del espectro de radiación continua en el rango del visible [125, 126, 211]. Pero, debido a que la emisividad de la radiación de frenado es débil en el rango del visible, el empleo del *bremsstrahlung* visible, (VB por sus siglas en inglés *visible bremsstrahlung*) para estimar la Z_{eff} en el visible supone un reto. También es cierto que, las condiciones de densidad y temperatura centrales de los dispositivos donde se ha estimado el VB ($n_e > 1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ y $T_e = 1.1 \text{ keV}$ en [212] y $n_e > 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ y $T_e = 7 \text{ keV}$ en [213]) difieren de los valores típicos de los plasmas con calentamiento ECR y NBI de las descargas del TJ-II ($n_e > 0.5\text{-}0.6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ y $T_e \leq 1 \text{ keV}$ [214, 215]). La dificultad para estimar su valor en el TJ-II radica en la menor emisión de radiación de frenado por los valores de densidad electrónica alcanzados en la máquina.

Para un plasma tipo TJ-II, se emite un espectro *bremsstrahlung* en la región entre rayos X e IR. La región de los rayos X presenta la ventaja de carecer de emisión de líneas espectrales y la señal es más intensa, pero, resulta, complicado experimentalmente analizar los espectros ya que requiere la implementación de códigos de transporte complejos que consideren los procesos radiativos involucrados en la emisión de rayos X [210]. Medir la Z_{eff} , en la zona UV tendría la ventaja de que la emisividad sería mayor que en la zona visible dada su dependencia con la longitud de onda, $\Delta P / \Delta \lambda$, pero la instrumentación resulta más compleja y menos

eficiente. La preferencia del empleo del visible como rango espectral deriva de que el uso de espectrómetros, redes de difracción, lentes, espejos y detectores es más sencilla en el espectro visible y presenta mayor eficiencia que en otros rangos espectrales. La zona del espectro visible es, por tanto, la zona menos complicada desde el punto de vista de la óptica (reflectividad, transmisión, etc), pero, por el contrario, entraña la dificultad de una menor señal para las densidades propias del TJ-II como se ha explicado. A modo de ejemplo, en la [Fig. 3.1](#) se representan los perfiles simulados de emisividad para la longitud de onda visible 523.5 nm debidos a diferentes valores de Z_{eff} , la curva verde corresponde a una emisividad “piqueada”, mientras que la curva naranja asume una emisividad plana. Se observa, por un lado, que para iguales valores de densidad y temperatura electrónicas ($n_e = 0.5-0.6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $T_e = 1 \text{ keV}$ y $n_{e \text{ borde}} = 1.2 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, $T_{e \text{ borde}} = 100 \text{ eV}$) dentro del rango de valores típicos de los plasmas TJ-II, la radiación de frenado aumenta al incrementarse la carga efectiva desde $\rho = 0$ hasta $\rho = 0.6$: a medida que aumenta la energía de la partícula frenada, esta emisión es más intensa, por lo que, cuanto mayor sea la carga de la partícula mayor será la emisión que se produzca.

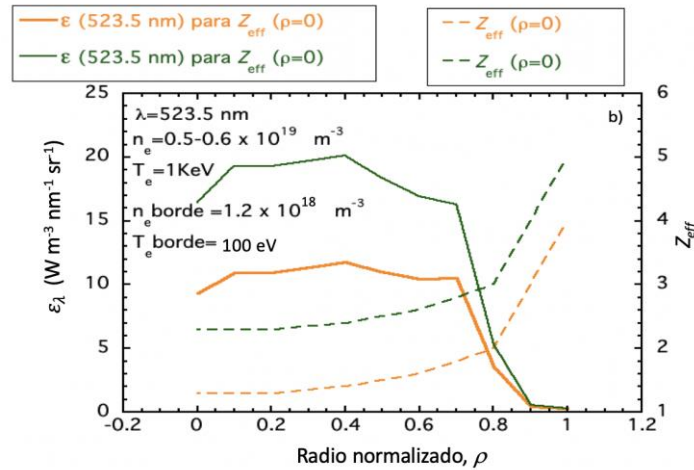


Fig. 3.1 Perfiles teóricos de emisividad simulada y Z_{eff} asumida en función del radio normalizado donde la curva naranja simula una emisividad plana y la curva verde simula una emisividad piqueada.

Por un lado, cabe destacar los intentos de Morita [[120](#), [202](#)] y Zhou [[125](#)] para desarrollar en dispositivos tipo *stellarator* técnicas de medida de la Z_{eff} a partir de perfiles radiales de radiación de frenado en el visible en rangos de densidad electrónica del orden de $0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ o inferiores) como los propios del TJ-II. Por otro lado, en estudios previos llevados a cabo en el TJ-II se ha intentado obtener la carga efectiva del plasma a partir de la radiación de frenado visible, [[130](#), [131](#)] como se muestra en la [Fig. 3.2](#) y se obtuvieron valores poco realistas, significativamente más altos que los determinados mediante espectroscopia de rayos-X [[210](#)].

En este trabajo se tratará de determinar la carga efectiva en el rango del espectro visible del TJ-II donde los valores de densidad y temperatura son bajos comparados con otros dispositivos de tipo *stellarator* y donde, además, los tratamientos de boronización y litiado, como métodos de acondicionamiento de la pared, disminuyen la carga efectiva del plasma y, por ende, la radiación, de ahí la dificultad de la tarea. Además, se tratará de estudiar a qué es debida esa discrepancia en los datos con las medidas proporcionadas con los diagnósticos de rayos-X y se reconsiderarán los posibles errores instrumentales introducidos y los posibles mecanismos de emisión de radiación continua en plasmas que pudieran explicar esa diferencia.

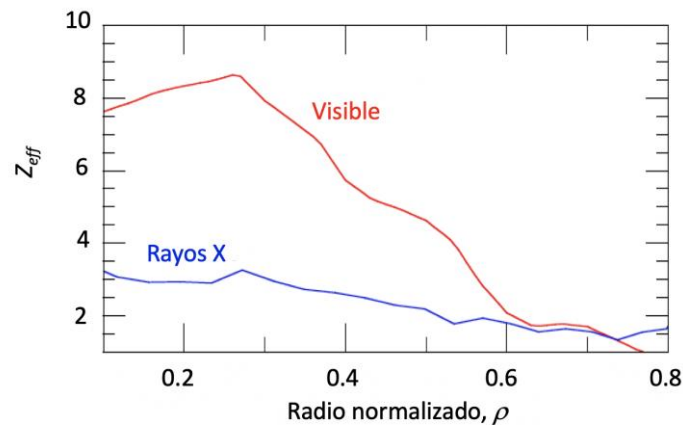


Fig. 3.2 Perfil la Z_{eff} en función del radio normalizado, determinada en plasmas con calentamiento ECR del TJ-II mediante rayos X (azul) y a partir de la radiación de frenado en el visible (rojo) [130].

Para ello se empleará el sistema descrito en el [epígrafe 2.4.1](#): el principal beneficio que podría proporcionar este sistema, radica en que, la introducción de un espejo giratorio posibilita tener barridos espaciales. Poder obtener perfiles radiales de Z_{eff} permite identificar zonas del plasma con mayor contenido de impurezas y abriría la posibilidad de estudiar qué fenómenos físicos subyacen en ese comportamiento del plasma en determinadas zonas. En consecuencia, el estudio combinado para determinar e identificar la presencia de impurezas en el plasma, a partir de la adquisición y análisis de los espectros discretos de emisión, y la determinación de la Z_{eff} , mediante el estudio de la radiación continua del plasma atribuible a VB, ofrecen una visión global del comportamiento de las impurezas en el *stellarator* TJ-II. Con esta finalidad, a continuación, en primer lugar, se presentan los resultados de los estudios de los espectros discretos de emisión de líneas espectrales para la detección e identificación de impurezas y, en segundo lugar, se muestran los resultados de los análisis llevados a cabo para estimar la Z_{eff} y cuantificar el nivel de impurezas presentes en el plasma.

3.2. RESULTADOS Y DISCUSIÓN DE LOS ESPECTROS DISCRETOS PARA LA DETECCIÓN DE IMPUREZAS

Con la finalidad de identificar los iones presentes en el plasma se adquirieron espectros de la emisión en el visible durante cada una de las descargas de las campañas experimentales desde octubre de 2015 a junio de 2019. El amplio número de descargas grabadas (#40003 - #49245) permite tener una visión bastante completa de las impurezas presentes en los plasmas típicos de TJ-II en diferentes escenarios. Los espectros se adquirieron con el espectrómetro PMA12 descrito en el [capítulo 2](#) con resolución temporal, esto es, se grabaron espectros cada 20 ms durante la descarga (~100 a 300 ms). Para el análisis de los espectros se empleó el programa *Impurities* [182] (véase [epígrafe 2.4.3](#)). Esto permite estudiar la evolución de los espectros dentro de la misma descarga o en intervalos diferentes de la misma.

3.2.1. EFECTO DE LAS IMPUREZAS EN LA RADIACIÓN EN EL STELLARATOR TJ-II.

Para ilustrar cómo las impurezas producen pérdidas radiativas en el plasma, en primer lugar, se presentan en la [Fig. 3.3.a](#)) las trazas de la densidad promediada de línea y bolometría de la descarga #42943, representativa de un plasma del TJ-II calentado mediante ECR y una duración típica inferior a 200 ms, donde en 1210 ms se inyecta hierro.

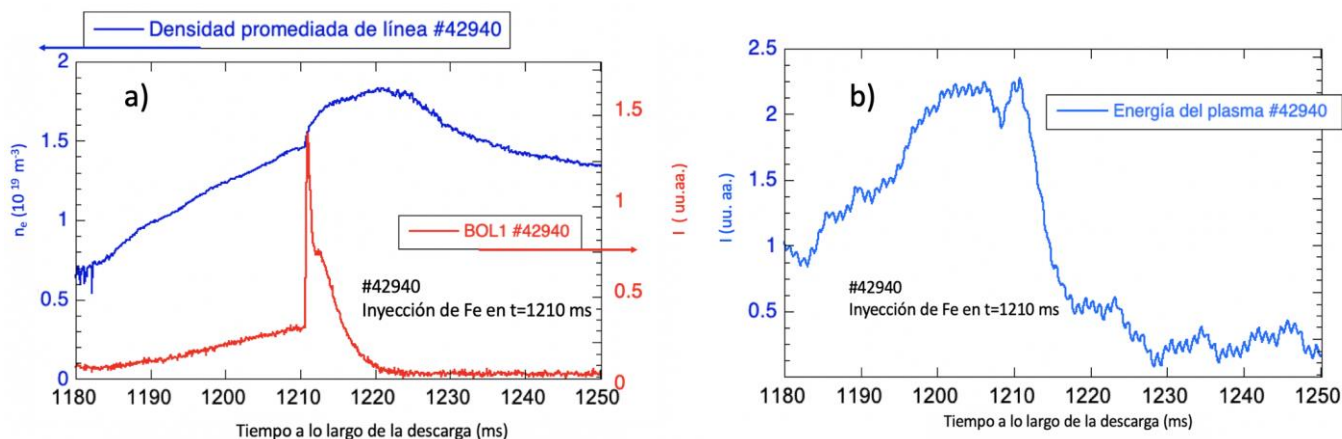


Fig. 3.3 a) Evolución de la densidad electrónica promediada de línea para la descarga #42940 y de la señal del detector bolométrico de radiación BOLI. b) Evolución de la traza que representa la energía contenida en el plasma para la descarga #42940.

Esta entrada de hierro da lugar al aumento de la densidad electrónica y produce, además, un aumento de la radiación, como puede apreciarse en la señal de bolometría; desembocando, finalmente, en el colapso radiativo de la descarga en 1220 ms como puede verse en la [Fig. 3.3.b](#)) donde se representa la traza de la energía del plasma. La señal de radiación recogida en el bolómetro no arranca plana en 1080 ms, pero muestra una subida abrupta de la radiación

coincidente con la entrada de hierro en 1210 ms, el decaimiento se prolonga durante 20 ms coincidiendo con el enfriamiento del plasma.

Los espectros de la descarga #42940 se recogen en la [Fig. 3.4](#) donde se identifican las líneas espectrales correspondientes a átomos de hierro y a estados de ionización bajos de hierro. En la región del UV próximo hasta 279 nm se hacen indistinguibles las líneas espectrales. Se identifican líneas intensas de aparecen líneas intensas de boro (B III 206.7 nm), carbono (C II 677.6, C V 227.1 nm, correspondiente a un triplete), y litio (Li I 670.78 nm), y líneas moderadamente intensas o débiles de litio (Li I 460.3, 610.3 nm), boro (B I 249 nm, B II 707.03 nm), oxígeno (O I 777.5 y 844.6 nm) y hierro (Fe I 279.39 y 520.95 nm, Fe II 440.48, 703.03 nm). Se identifican además las líneas de hidrógeno (H_{α} 656.28, y H_{β} 483.13 nm). Se observa, además, un aumento del continuo entre 700 y 850 nm debido posiblemente a la contribución de un efecto de recombinación radiativa en esa región del espectro.

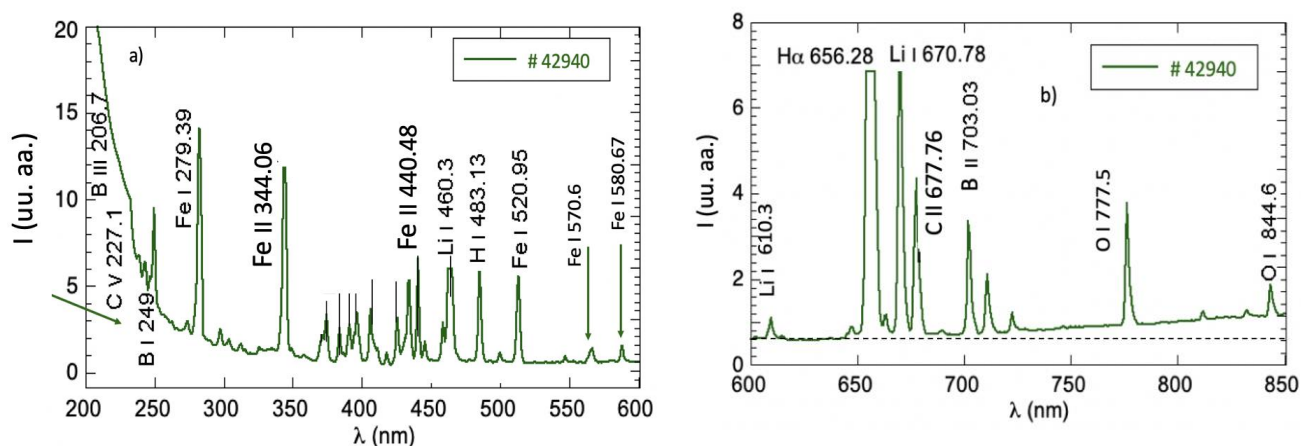


Fig. 3.4 Espectros adquiridos con el PMA12 en el intervalo temporal 1200-1220 para la descarga de plasma de hidrógeno #42940 donde se han inyectado impurezas de Fe en 1220 ms. Se señalan las líneas más intensas identificadas.

En segundo lugar, para estudiar la evolución de impurezas a lo largo de plasmas típicos del TJ-II y determinar la ventana temporal donde se observa mayor intensidad de las líneas espectrales de dichos plasmas calentados mediante ECR (250 kW en ambos girotrones), se eligieron descargas de plasmas de hidrógeno con litiado reciente de la pared. La [Fig. 3.5](#) representa los espectros de la descarga #41778 en 8 ventanas temporales de 20 ms: la descarga arranca en 1060 ms y termina en 1240 ms. El litiado de la pared tuvo lugar el 14 de marzo de 2016 y la boronización el 22 de febrero. La descarga corresponde a un experimento de plasmas de hidrógeno con calentamiento ECR. La escala de la [Fig. 3.5.a\)](#) es mayor que la de la [Fig. 3.5.b\)](#) con el fin de poder diferenciar líneas espectrales de impurezas menos intensas. Aparecen líneas intensas de boro (B III 206.7 nm) y carbono (C V 227.1 nm, correspondiente a un triplete),

y litio (Li I 670.78 nm), así como líneas moderadamente intensas o débiles de boro (B I 249, B II 345.2, B IV 282 nm), carbono (C II 677.6 nm), litio (Li I 323, 460.3, 610.3, 812.6 nm, Li II 548.57 nm) y oxígeno (O I 777.5 y 812.6 nm), se identifican además las líneas de hidrógeno (H_{α} 656.28 y H_{β} 483.13 nm).

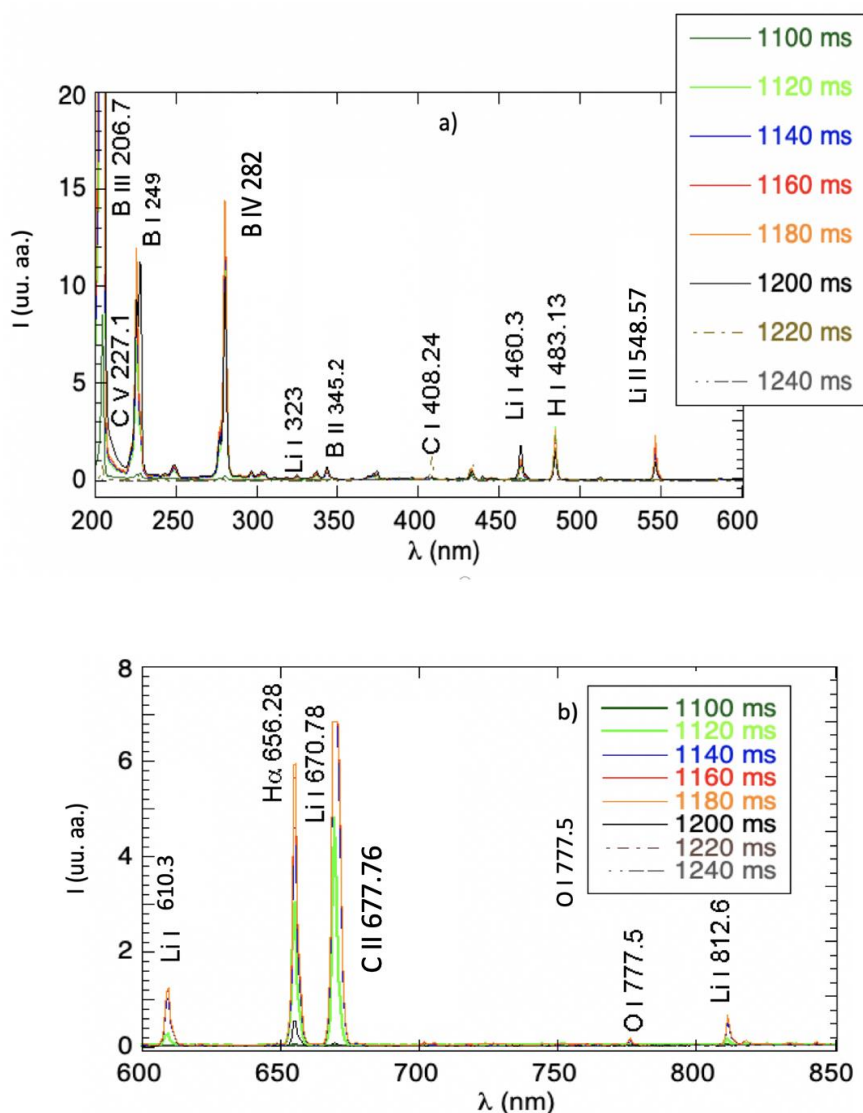


Fig. 3.5 Evolución de las impurezas a lo largo de una descarga de plasma de hidrógeno (#41778), adquirido en 8 intervalos temporales con una separación de 20 ms entre ellos. Se identifican las líneas espectrales más intensas.

En la [Fig. 3.6](#) se amplía la escala a fin de identificar el intervalo temporal donde la señal de H_{α} es más intensa, se observa que en la ventana temporal comprendida entre 1160 y 1180 ms es donde la línea espectral presenta su mayor señal, por tanto, se elegirá el intervalo centrado en 1170 ms para analizar los espectros en plasmas con calentamiento ECR de 200 ms de duración, dado que en ese intervalo el plasma está bien establecido y normalmente la Z_{eff} tendría un valor moderado.

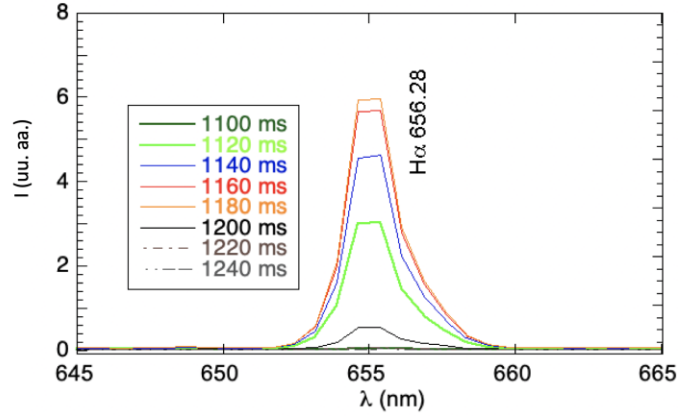


Fig. 3.6 Evolución de la línea de la serie de Balmer H_α (656.28 nm) para una descarga de plasma de hidrógeno (#41778), adquirido en 8 intervalos temporales con una separación de 20 ms entre ellos.

3.2.2. INFLUENCIA DE LA BORONIZACIÓN Y EL LITIADO

El acondicionamiento de la pared de la cámara de vacío del TJ-II con litio y boro es determinante para conseguir un buen control de la densidad de sus plasmas y para reducir la entrada de impurezas de alto número atómico. Con estos análisis se pretende mostrar cómo varía el nivel de impurezas según el estado de la pared. La principal diferencia entre las descargas seleccionadas radica en que en una corresponde a una descarga con boronización y litiado reciente, mientras que la otra corresponde a un período donde la boronización y el litiado fueron realizados hace tiempo. A modo de ejemplo, la [Fig. 3.7](#) muestra los espectros de dos descargas similares con densidad electrónica promediada de línea alrededor de $0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ en el intervalo analizado entre 1150-1170 ms.

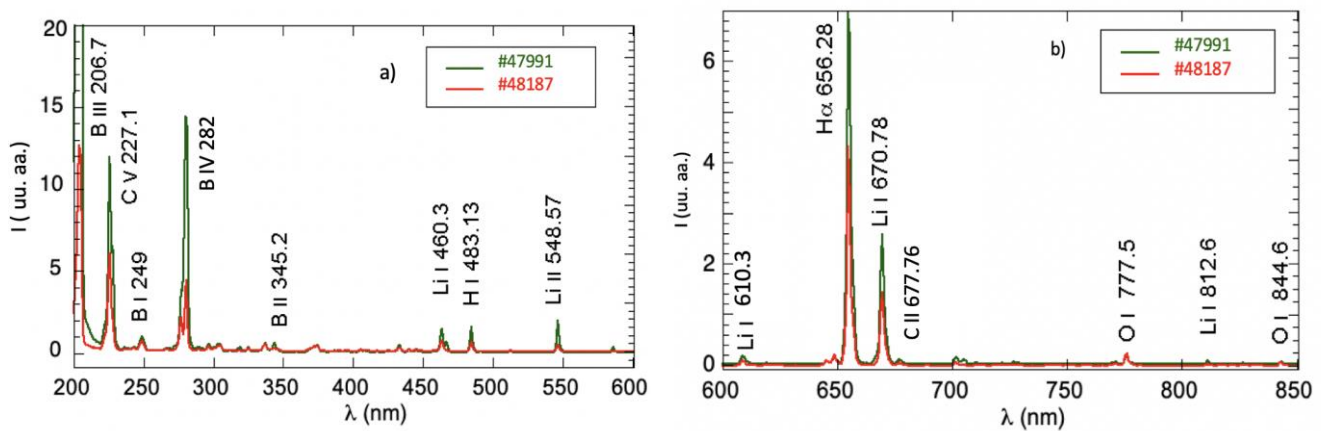


Fig. 3.7 Comparación entre dos espectros de plasmas con calentamiento ECR en el intervalo 1150-1170 ms: la primera (#47991), en verde, corresponde a una descarga con boronización y litiado de la pared recientes, mientras que el segundo espectro corresponde a una descarga (#48187), en rojo, después de otras 200 descargas de plasma. Se han separado en dos rangos

espectrales a) entre 200 y 600 nm y b) entre 600 y 850 nm para su mejor comprensión, se identifican las líneas espectrales más intensas.

Se observa la presencia de líneas de mayor intensidad de boro (B III 206.7, 280.5 y B IV 282 nm) y litio (Li I 460.3 y 670.78) en el espectro de la descarga de plasma tras el acondicionamiento de la pared. Además, se aprecia una reducción en el nivel de contaminación de oxígeno (O I 777.5 y 844.6 nm) en el plasma tras el litiado fresco, en relación al plasma correspondiente a una descarga sin acondicionamiento reciente. Sin embargo, el triplete del carbono (C v 227.1 nm) no parece reducirse en la descarga tras la boronización y litiado, lo que podría explicarse, posiblemente porque el tratamiento no es completamente uniforme a lo largo de toda la superficie de la pared del TJ-II. Conviene entender el efecto del Li y B sobre las impurezas: antes de implementar el acondicionamiento de la pared mediante boronización y litiado se observaba una mayor presencia de líneas espectrales en los rangos del UV, visible e IR debido al C, O, F, Cr y Fe. El acondicionamiento con Li y B ha reducido las líneas de Cr y Fe dado que hay capas de estos elementos sobre el *hardcore*. En consecuencia, las impurezas ligeras de Li y B predominan en el plasma después del acondicionamiento, pero se prefieren dado que su contribución a la carga efectiva es menor. No obstante, pero a medida que se llevan a cabo descargas de plasma de manera sistemática, comienzan a aparecer las líneas espectrales de C, O, y Fe al gastarse el Li y B de los recubrimientos, este efecto es muy apreciable en el rango del VUV, mientras que en el VIS se pone de manifiesto la aparición de líneas espectrales de O. Con la finalidad de profundizar en el estudio de la influencia del acondicionamiento de la pared en las impurezas del plasma, se llevaron a cabo experimentos asistidos por láser, se ha implementado una técnica *in-situ* para monitorizar impurezas, al tiempo que se analiza la composición isotópica de la pared y cuyos resultados se incluyen en las [secciones 4.1 y 4.2](#) dentro de la técnica de espectroscopia de disociación inducido por láser.

3.2.3 IMPORTANCIA DE LA DENSIDAD ELECTRÓNICA

La densidad electrónica es un parámetro importante a considerar porque, en rangos de densidad electrónica bajos ($\tilde{n}_e \leq 4 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$), no representativos de descargas típicas del TJ-II, se produce la aparición de electrones rápidos que provocan pérdidas radiativas que no están dominadas por la presencia de impurezas. Para ilustrarlo, se han analizado las descargas #41898 y #41899 (31 de marzo de 2016), tras unas 200 descargas de plasma caliente después del acondicionamiento con litio de la pared de la cámara de vacío (la boronización previa tuvo lugar el 22 de febrero y el litiado el 14 de marzo). Como puede apreciarse, la evolución de la densidad es muy similar para ambas: se arranca en 1060 ms y se añade un pulso para suministrar gas adicional con idea de que suba la densidad, no se aprecian saltos y el aumento es progresivo,

aunque muy suave. Corresponden a las descargas n° 28 y n° 29 del día en las que, la densidad, aun siendo bastante plana, alcanza un valor alrededor de $0.25 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (Fig. 3.8), muy similar para ambas descargas.

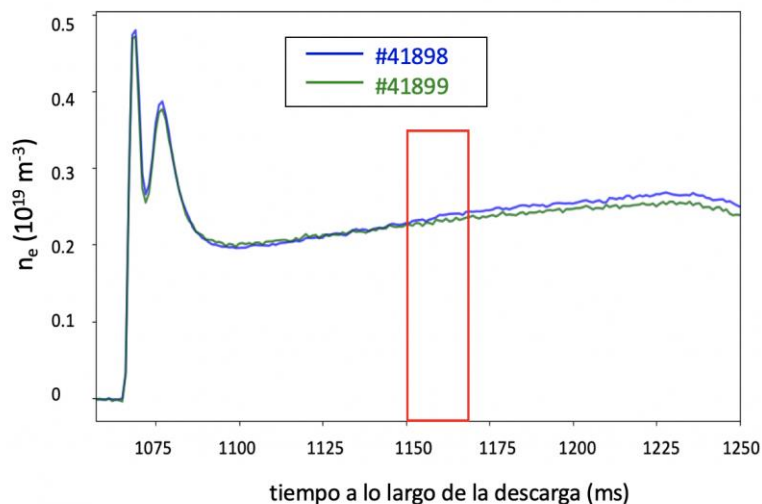


Fig. 3.8 Evolución de la densidad electrónica promediada de línea para las descargas #41898 y #41899, en rojo se señala el intervalo temporal en el que se analizan los espectros del PMA12.

El intervalo temporal analizado en los espectros está centrado en 1170 ms. Los espectros adquiridos con el PMA12 para ambas descargas se muestran en la Fig. 3.9, donde se ha separado en dos rangos espectrales para una mejor visualización. Aparecen líneas de boro (B I 249, B II 345.2, B III 206.7, 252 y B IV 282nm), carbono (C I 408.24, C V 227.1 nm), litio (Li I 323, 460.3, 610.3, 670.76, 812.6 nm y Li II 368.5, 432.5 y 548.57 nm) y oxígeno (O I 777.5 y 844.6 nm y O V 278.5 nm); se identifican además las líneas de hidrógeno H_{α} 656.28, y H_{β} 483.13 y H_{γ} 434 nm), principalmente se observan líneas espectrales correspondientes a elementos de los recubrimientos de la pared. En ambas descargas la presencia de impurezas es muy similar. Se observa que en la región próxima al UV se concentran gran cantidad de impurezas, cuyas líneas solapan entre sí, haciendo imposible su correcta identificación con el sistema espectral PMA12. A pesar de que las descargas son muy parecidas en densidad, y aun siendo el resto de parámetros macroscópicos de sendos plasmas muy similares, se observan diferencias en las intensidades de las líneas, que se explican porque estos plasmas están dominados por electrones rápidos que provocan la aparición de [rayos X duros](#) que incrementan las pérdidas por radiación, no tanto, por las impurezas arrastradas sino por los electrones e iones rápidos que escapan del plasma y chocan contra la pared.

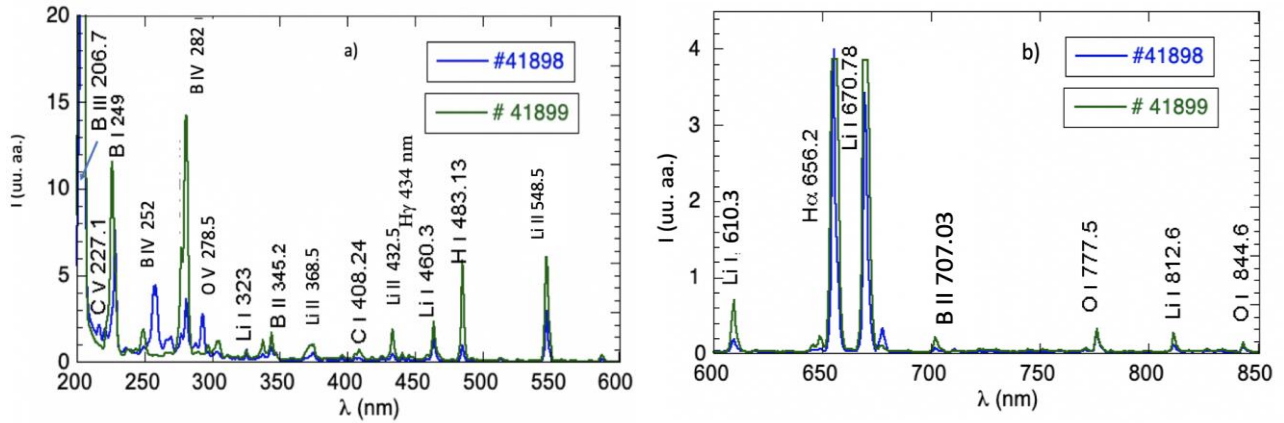


Fig. 3.9 Espectros adquiridos con el PMA12 en el intervalo temporal 1150-1170 para las descargas de plasma de hidrógeno #41898 (azul) y #41899 (verde). Se señalan las líneas más intensas identificadas.

Estas pérdidas por radiación son el efecto indeseado que debe evitarse en los plasmas de fusión y comprenderse mejor. Como la relación entre la densidad y la radiación del plasma no es trivial se evitarán descargas con densidades electrónicas bajas. Por lo tanto, para la estimación de la Z_{eff} se deben descartar estos plasmas, prefiriéndose plasmas con densidades en torno a de $0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ o valores superiores para evitar la presencia de electrones rápidos que pudieran inducir pérdidas radiativas que no serían atribuibles a la entrada de impurezas. Será en estas descargas donde se analice la radiación de frenado para estimar la carga efectiva del plasma. Sin embargo, el impacto de las impurezas en la radiación es fuertemente dependiente de la densidad electrónica, pero el proceso no sólo depende de la densidad y del acondicionamiento de la pared, sino que también dependerá del tiempo en que las impurezas permanezcan en el plasma, por lo que el estudio de impurezas está relacionado con el transporte, como se mostrará en el [capítulo 5](#).

3.3. RESULTADOS Y DISCUSIÓN DE LOS ESPECTROS DE EMISIÓN CONTINUA CON RESOLUCIÓN ESPACIAL Y TEMPORAL PARA EL CÁLCULO DE LA CARGA EFECTIVA

Los experimentos para determinar la Z_{eff} se llevarán a cabo en plasmas típicos de TJ-II, con calentamiento ECR, en las configuraciones 100_44_64 o descargas de la misma serie que presentan volúmenes muy similares del orden de 1 m^3 , en plasmas en estado estacionario, donde se consigue el control de densidad. En primer lugar, se procederá a asegurar que el espectro continuo entre UV e IR visible en los plasmas de TJ-II es debido a la radiación de frenado o *bremsstrahlung*. Para investigar la contribución potencial de otros fenómenos al espectro continuo se han considerado las diferentes fuentes de radiación continua. Una fuente de radiación continua en el plasma es la recombinación, cuyo tratamiento analítico para un plasma

Maxwelliano es complejo, como se ha reportado ampliamente en la literatura desde [122]. Para estimar si la recombinación continua puede contribuir significativamente a la intensidad del espectro continuo en el TJ-II se utilizó el código espectral CHIANTI [216]. Teniendo en cuenta que CHIANTI se ideó para elaborar una base de datos para estudios astrofísicos, donde los elementos más importantes tienen número atómico menor de 30. Esto no supone un inconveniente porque las impurezas pesadas no son representativas de los plasmas del TJ-II, como se ha podido observar en el epígrafe anterior. CHIANTI requiere como parámetros de entrada la composición de hidrógeno del plasma y los perfiles de densidad y temperatura electrónicas, y conocer qué impurezas podrían estar contaminando el plasma, para lo que se ha asumido una concentración de boro y de litio del 2-3%. La emisión estimada con CHIANTI [125, 216] para las condiciones del plasma del TJ-II, la contribución al espectro continuo total es varios órdenes de magnitud menor que la contribución de la radiación de frenado, despreciable en el rango de longitudes de onda de interés (visible) como puede apreciarse en la Fig. 3.10.

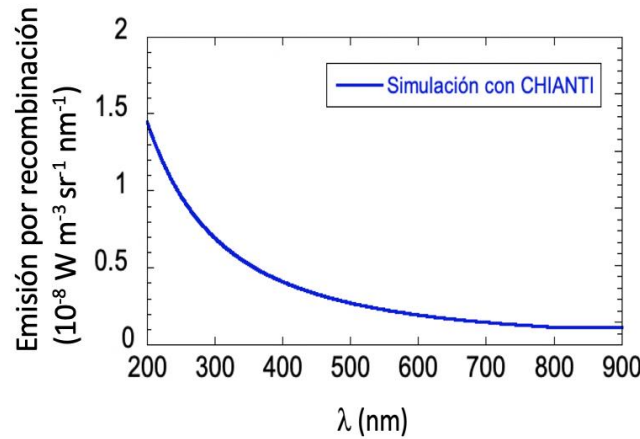


Fig. 3.10 Emisión por recombinación simulada con CHIANTI para los perfiles de densidad y temperatura electrónicas típicos del TJ-II en el núcleo y en la periferia del plasma, asumiendo una concentración de boro y de litio del 2-3%.

Descartada la contribución de la recombinación como fenómeno físico que pudiera contribuir significativamente a la radiación continua en los plasmas de TJ-II, el siguiente paso es identificar los rangos espectrales libres de líneas espectrales.

3.3.1. IDENTIFICACIÓN DE LOS RANGOS ESPECTRALES

La configuración experimental ha sido concebida prestando especial cuidado en evitar la inclusión de líneas espectrales, de tal manera que, en primer lugar, se seleccionan regiones del espectro libres de líneas, con el espectrómetro PMA12 situado en el mismo sector toroidal donde se grabarán los perfiles espaciales. Una vez seleccionados esos rangos preliminares del

espectro limpios de líneas espectrales, se sintonizará el espectrómetro ACTON ½ m en la longitud de onda que se va a analizar, grabando espectros con el detector CCD que, al tener una mayor resolución espectral y sensibilidad, permitirá asegurar que en la región no aparecen líneas espectrales que pudieran contaminar la emisión continua, aún en descargas de plasma donde las impurezas sean abundantes. Por último, se grabarán los perfiles de emisividad con resolución espacial y con barrido temporal para lo que se cambiará de plano focal, mediante un espejo interno que redirige la luz hacia el detector PMT. Al tiempo, se grabarán espectros simultáneamente con el PMA12 *in-situ*, desde la misma localización toroidal, y se inspeccionarán en todas las descargas desde el mismo sector toroidal donde se grabarán los perfiles espaciales, para comprobar que en las regiones previamente seleccionadas no se introduzcan impurezas que pudieran puntualmente alterar la medida.

La elección de las regiones del espectro libres de líneas de emisión en el rango del visible y ultravioleta en los dispositivos de fusión ha sido ampliamente estudiada, determinándose que las regiones que cumplen estas premisas son próximas a 523 nm [[119](#), [217](#), [218](#), [219](#)] y 536 nm [[220](#)]. Mediante el procedimiento descrito, empleando el PMA12 se han hallado tres posibles rangos espectrales libres de líneas espectrales que pudieran servir para determinar el *bremsstrahlung*, alrededor de 220-223, 521-525 y 715-718 nm. Al adquirir espectros con el sistema ACTON ½ m en descargas contaminadas por impurezas, se confirma que estas regiones siguen estando libres de líneas espectrales de emisión y se centrarán en: un rango en el UV alrededor de 221.5 nm, un rango en el visible, alrededor de 523.5 nm y un rango en el NIR alrededor de 715.5 nm. La [Fig. 3.11](#) muestra los espectros adquiridos con el ACTON ½ m y el detector CCD para varias descargas de plasma ECRH con densidades electrónicas similares alrededor de $0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ y con bajas o altos niveles de impurezas para cada uno de estos rangos espectrales.

Los espectros han sido adquiridos usando la red holográfica de 2400 líneas/mm y una rendija de entrada de 1 mm, con un tiempo de integración de 20 s para poder abarcar toda la duración de la descarga, ya que el espectrómetro no se controla de manera síncrona con el inicio del plasma. La elección de la red holográfica se debe a que presenta una mayor sensibilidad y su respuesta espectral es plana en los rangos espectrales de interés, además de estar optimizadas para el rango del visible. El espejo giratorio se ancla en una posición fija que asegura captar toda la radiación del plasma, en la misma configuración que la descrita en el [epígrafe 2.4.2](#) para llevar a cabo la calibración en intensidad.

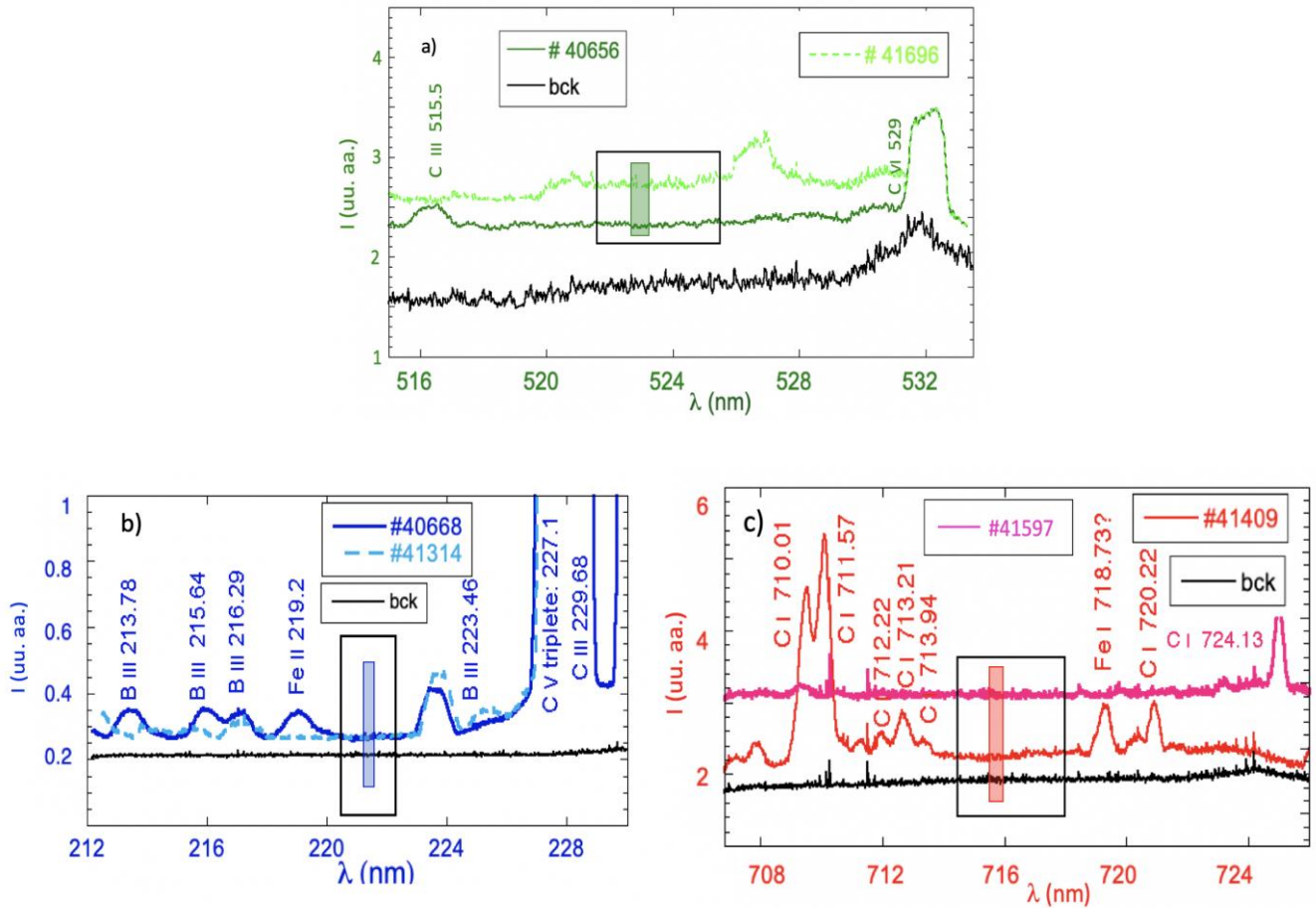


Fig. 3.11 Espectros adquiridos con el espectrómetro ACTON $\frac{1}{2}$ m y el detector CCD en tres regiones espectrales para descargas con baja y alta concentración de impurezas: a) en el rango del UV alrededor de 221.5 nm, b) en el rango visible, en torno a 523.5 nm y c) en el NIR, alrededor de 715.5 nm. En negro se representa la contribución del ruido del CCD a la señal. Se han desplazado los ejes verticalmente para una mejor comprensión de los espectros.

De los 3, el rango del visible es el que ofrece la franja más ancha libre de líneas espectrales: las líneas de emisión más próximas corresponden al carbono (C III 515.5 nm y C VI 529 nm). Una búsqueda exhaustiva en las bases de datos NIST [174] y ADAS [183] confirma la ausencia de líneas espectrales que pudieran atribuirse a impurezas propias del TJ-II. Debe destacarse que el estudio se llevará a cabo en un rango de ± 0.25 nm alrededor de la longitud de onda central, franja que ha sido determinada, no por la rendija de salida del espectrómetro que está sobredimensionada siendo su tamaño de 2 mm, sino por la relación entre la rendija de entrada de 1 mm y el cátodo del PMT. Este valor es inferior en un factor 2-4 más estrecho que el empleado típicamente en la literatura, para asegurar que no existen líneas que puedan sobreestimar el valor del continuo [120] con el propósito de que la radiación sólo sea atribuible a *bremsstrahlung* y sin filtros interferenciales que pudieran atenuar la señal. Ampliar la ventana espectral (a la vista de los espectros, se podría ampliar hasta 4 nm) permitiría mayor señal (un

factor 8), pero como contrapartida podría suponer que líneas espectrales de baja intensidad se confundieran con el fondo continuo y perturbaran la medida e implicaría no poder emplear esta red de difracción, a diferencia de la holográfica, las otras redes de difracción no están optimizadas para el visible, carecen de respuesta espectral plana y tienen menor resolución espectral.

3.3.2. SEÑALES CON BARRIDO ESPACIO-TEMPORAL

Una vez determinados los rangos espectrales, se emplea el sistema espectral de barrido que utiliza el espectrómetro ACTON ½ m seleccionando el plano focal del PMT y activando el espejo giratorio [Fig. 2.24](#). El alineamiento, calibración espectral y calibración en intensidad del sistema se han revisado de manera cuidadosa para reducir las incertidumbres de la medida, como puede verse en el [epígrafe 2.4.2](#). A continuación, se procede a analizar las señales del sistema de barrido con el espejo giratorio activado. La [Fig. 3.12](#) muestra algunas trazas de los parámetros más relevantes del plasma para las 3 descargas seleccionadas: a) señal del espectrómetro ACTON 275 que sigue la evolución de C v en el plasma; b) densidad electrónica promediada de línea alrededor; c) muestra la señal de uno de los detectores de radiación de rayos X (véase [Fig. 1.11](#)) para descartar la entrada de impurezas en el plasma, y d) la evolución de la señal ECE 10 que corresponde a un monitor de temperatura electrónica del plasma ($\rho = 0.1$). La [Fig. 3.13](#) muestra los perfiles de densidad y temperatura electrónicas a lo largo del radio normalizado del plasma, para la descarga #40682, adquiridos mediante esparcimiento Thomson en 1140 ms. Las señales con el sistema espectral de barrido y el detector PMT se adquieren a 1 MHz y las descargas analizadas (#40546-#40702) corresponden a experimentos de plasmas de deuterio con calentamiento ECR *on-axis* utilizando 250 kW de potencia en ambos girotrones (1060 a 1260 ms) para las tres ventanas espectrales.

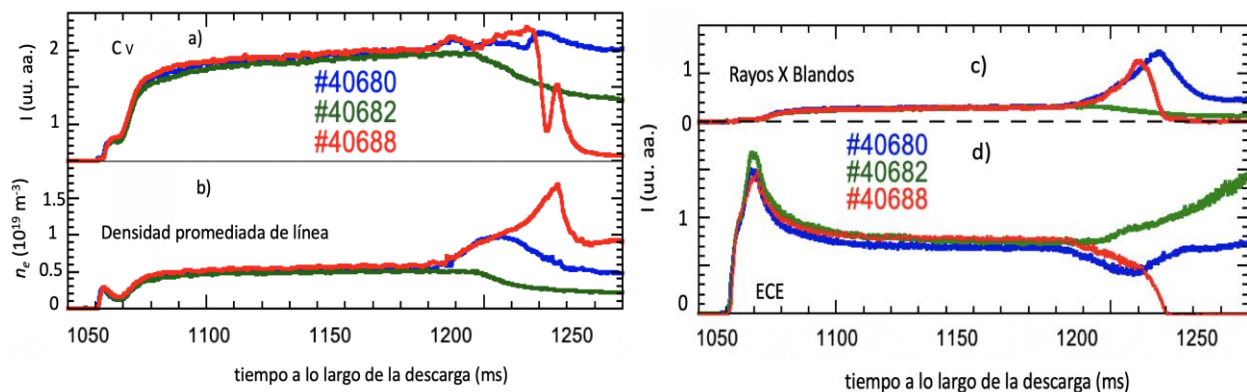


Fig. 3.12 Evolución temporal a lo largo de las descargas #40680, #40682 y #40688 de: a) la señal del espectrómetro ACTON 275 que monitoriza la línea 227.1 nm correspondiente al espectro de emisión de C v; b) la densidad promediada de línea; c) un monitor de rayos X

blandos para identificar la entrada de impurezas y d) la traza del monitor ECE 10 que determina la temperatura electrónica central del plasma.

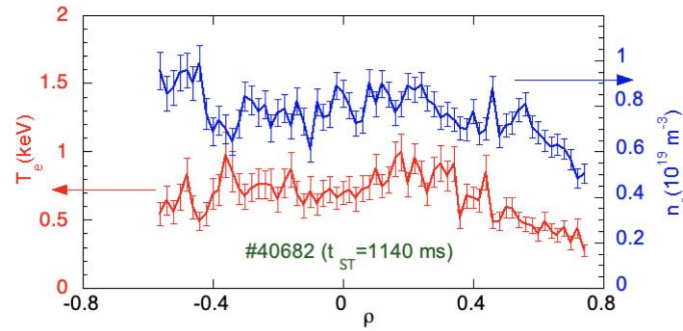


Fig. 3.13 Perfiles de densidad electrónica y temperatura electrónica medidos mediante esparcimiento Thomson en el instante 1140 ms en función del radio menor normalizado para la descarga #40682.

La [Fig. 3.14](#) muestra las señales adquiridas con el sistema espectral de barrido empleando el PMT para los rangos espectrales determinados.

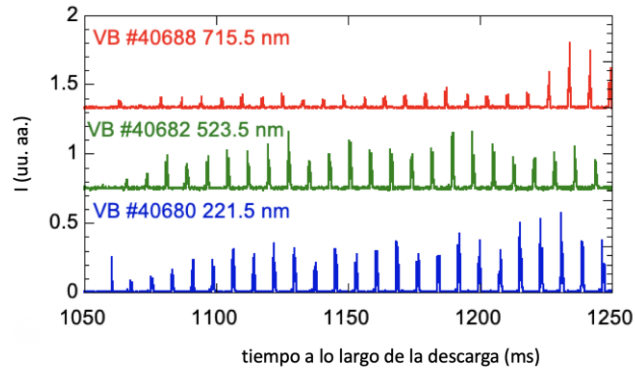


Fig. 3.14 Señales de emisión continua atribuibles a la radiación de frenado adquiridos con el sistema espectral de barrido en tres regiones espectrales libres de líneas: en el rango del UV alrededor 221.5 nm (azul, descarga #41529), en el rango visible, en torno a 523.5 nm (verde, descarga #41193) y en el NIR, alrededor de 715.5 nm. Para una mejor visualización se han desplazado verticalmente las señales registradas.

Cada secuencia entre el inicio de un flanco de subida y el comienzo del siguiente corresponde a un barrido de una cara del espejo hexagonal. Una observación de la [Fig. 3.14](#) es la menor amplitud en la señal del rango del NIR frente a las otras 2 ventanas espectrales, que se explica porque la eficiencia cuántica del PMT es menor para este rango de longitudes de onda, por la reducción de la emisividad de la radiación de frenado con la longitud de onda y por la transmitancia del sistema a lo largo del camino óptico. Así, es necesario implementar en el código de inversión la calibración del sistema para cada longitud de onda empleada compensando estas variaciones y poder determinar la radiación de frenado (véase [epígrafe 2.4.2. a-c](#)).

3.3.3. RECONSTRUCCIÓN DEL PERFIL DE EMISIÓN LOCAL CONTINUA

Una vez adquiridas las señales con el sistema espectral de barrido, donde cada barrido equivale a la radiación integrada de una cuerda de visión del plasma, se precisa establecer la relación entre el tiempo medido y la posición espacial de la cuerda del plasma. La geometría de observación y la configuración magnética del plasma se han implementado en el código de reconstrucción y se han revisado para estimar qué volumen de plasma se recoge. Para cada señal el programa determina el período de rotación del espejo y la duración del intervalo donde hay señal. En la [Fig. 3.14](#) se observaba una secuencia de picos y ausencia de señal que corresponde a varios barridos completo del espejo en el plasma. La descarga #40682 comienza en 1060 ms y termina en 1260 ms. Se observan 26 barridos en ese intervalo temporal y cada barrido corresponde a un barrido realizado por una cara del espejo. Aunque se completa un barrido en 7.727 ms, la duración promedia de los picos de señal procedente del plasma es en torno a 0.93 ms. Hay que tener en cuenta que cada grado de giro del espejo corresponde a un barrido de 2 grados del plasma (el espejo barre un ángulo doble).

Para establecer la relación temporal entre el tiempo medido y la posición de la línea de visión en el plasma se sigue el sistema multipasos del programa *Scanner* [221] descrito en [131]: i) se calcula la frecuencia de repetición de señal (autocorrelación de señal) para encontrar la relación entre el ancho angular y el intervalo temporal; ii) se suaviza la señal para filtrar las fluctuaciones superpuestas al perfil de interés; iii) se determinan automáticamente los bordes del perfil de la integral de línea, que se definen como posiciones en las que la segunda derivada del perfil cambia su signo (los valores de los bordes también definen el valor de fondo de la señal) o bien, de manera manual, se determinan las posiciones para dar cuenta del perfil completo; y iv) se determina el rango del perfil que cubre el ancho determinado por la geometría del detector y la posición de la última superficie magnética cerrada que delimita el plasma. Estas consideraciones involucran la geometría del diseño del espejo giratorio y la ventana del plasma. Luego, mediante la inversión de Fischer [131], se determina el perfil de emisividad local que conforme a la geometría y calibración del sistema dé cuenta de la señal adquirida. A partir de dicho perfil se simula el perfil de emisión de línea integrada, que sirve para compararla con el perfil medido. A continuación, usando los perfiles locales de emisión, densidad y temperatura electrónicas obtenidos mediante esparcimiento Thomson, se estima en un método iterativo que parte de $Z_{eff} = 1$, la carga efectiva del plasma. A modo de ejemplo, las [Figs. 3.15 a\) - b\)](#) muestran los perfiles de emisión medidos en la descarga TJ-II #40682: datos brutos (verde) y resultado filtrado (azul), junto con el perfil suavizado que será reconstruido por el algoritmo explicado anteriormente. La [Fig. 3.15 b\)](#) muestra la ampliación de un único intervalo

de exploración, un perfil del barrido del espejo giratorio. Se observan las asimetrías del perfil y su evolución temporal. Seguidamente, el algoritmo aplica el método de inversión de Fisher teniendo en cuenta la calibración del sistema ([epígrafe 2.4.2.a-c](#)). La inversión de Fisher es un método reconocido que se ha empleado en el análisis del plasma [[209](#), [222](#)]. El código utiliza una regularización no lineal que minimiza la siguiente expresión:

$$\int \frac{(g')^2}{g}, \quad (\text{Ec. 3.1})$$

donde g es el perfil local y g' su derivada. La inversión se puede realizar utilizando todo el perfil espacial y caben dos posibilidades: i) forzar la simetría en el perfil local o ii) considerar un perfil asimétrico. El perfil local, g , dependerá del radio magnético normalizado, ρ , y del ángulo, θ , definido por la geometría de observación, ([Fig. 2.11](#)). La emisividad local para una determinada la posición viene dada por:

$$g(|\rho|, \theta) = \left(\frac{1-\sin\theta}{2}\right) g_{axis}(-|\rho|) + \left(\frac{1+\sin\theta}{2}\right) g_{axis}(|\rho|) \quad (\text{Ec. 3.2})$$

siendo g_{axis} el perfil local para el eje, con $\theta = \pm\pi/2$. Este modelo de emisión permite distinguir entre los dos lados del plasma: si $g_{axis}(|\rho|) > g_{axis}(-|\rho|)$, porque el lado inferior (parte izquierda de la [Fig. 3.15 b](#)) emite más fuerte que el lado superior (parte derecha del perfil de la [Fig. 3.15 b](#)) para el mismo radio normalizado.

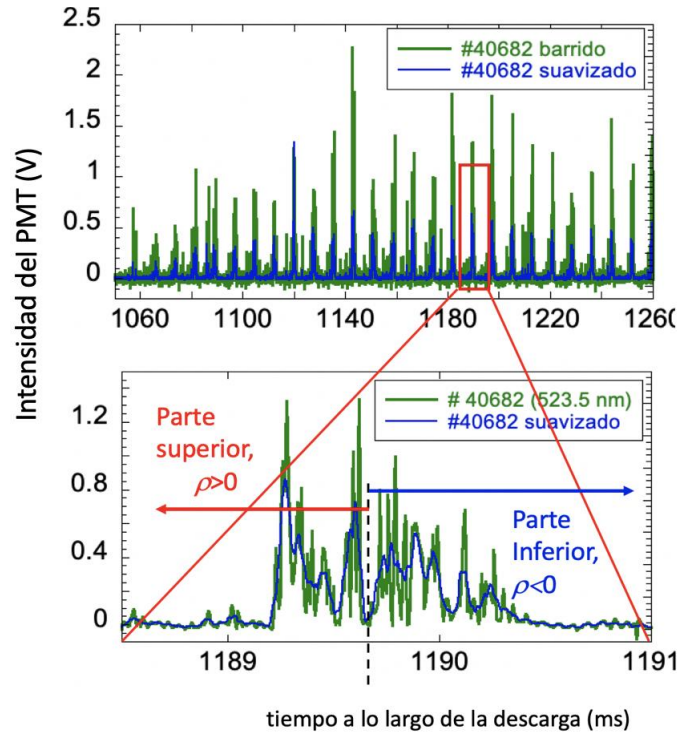


Fig. 3.15 Señales del sistema espectral de barrido para la descarga #40682: datos sin procesar (verde) y filtrados por el programa (azul) en a) representados frente al tiempo de descarga. Cada intervalo corresponde a un barrido completo del espejo giratorio (0.93 ms) que y se

analiza por separado como se muestra en b) en cada uno de los intervalos. Las flechas indican a qué región del plasma corresponde la señal, la línea discontinua establece el centro.

El código se ha modificado y mejorado respecto al empleado en [130, 223] añadiendo opciones de análisis que permiten tomar sólo la mitad superior o la mitad inferior del barrido y generar un perfil local simétrico a partir de cada uno de los semiperfiles, con objeto de descartar que las posibles asimetrías introducidas en la reconstrucción sean responsables del valor aumentado de la carga efectiva del plasma deducido en trabajos previos. También se pueden introducir perfiles analíticos de densidad y temperatura o variar los perfiles de densidad y temperatura de esparcimiento Thomson en el borde e incluso, permite promediar los intervalos. De esta manera la Fig. 3.16 muestra un ejemplo de los perfiles de emisión local, g_{axis} , teniendo en cuenta diferentes simetrías que dan lugar a las correspondientes emisividades; los perfiles de densidad y temperatura de esparcimiento Thomson han sido suavizados y se ha asumido un valor un 20% menor puesto que se compara la densidad electrónica a lo largo del radio menor obtenida mediante esparcimiento Thomson y la densidad promediada de línea del interferómetro, por lo que se requiere dicha corrección. La señal atribuible a *bremsstrahlung* presenta una cierta estructura, con caídas de emisión en la región correspondiente al centro del plasma. Este análisis se repite para cada uno de los intervalos de 0.93 ms o barridos dentro de la misma descarga. Se observa que la reconstrucción del perfil local no cambia considerando la simetría o asimetría completas en la reconstrucción entre $\rho \in [-0.2, 0.2]$. Si no se asume simetría alguna en la reconstrucción (violeta) el perfil local de la inversión Fisher presenta un máximo para $\rho = -0.4$; en la reconstrucción del perfil con simetría los máximos de emisividad son un 75% menores que el máximo que parece en el perfil asimétrico y se sitúan en $\rho = \pm 0.4$. Si el perfil se asume simétrico, a partir de la parte derecha de los datos representados en la Fig. 3.15, que corresponden a la parte superior del plasma, se observa que el máximo de emisión se localiza en $\rho = +0.3$, siendo la emisión más débil y el perfil local tiende a ser más plano, aumentando a partir de $\rho = +0.6$. En cambio, si se asume simetría a partir de la mitad izquierda de los datos representados en la Fig. 3.15, correspondientes a la parte inferior del plasma con emisión más intensa, el máximo de la emisividad aparece en $\rho = +0.35$. El perfil obtenido por el método de Fisher tiende a ser más plano para valores más bajos de g' , donde la relación señal/ruido es peor. Por tanto, se va a considerar sólo un perfil simétrico o asimétrico, para la estimación de la Z_{eff} , al estar menos sujeto a dispersión. La aparición de un máximo en la reconstrucción en $\rho = \pm 0.4$, es posible que sea atribuible a los menores valores de densidad y temperatura en el borde del plasma. Por un lado, como se explicó en el epígrafe 2.2.2 y en las Ec. 2.16 y 2.17, el factor de Gaunt empleado en el método de inversión es una buena

aproximación para los rangos de densidad y temperatura electrónicas considerados, pero para valores inferiores se requiere una corrección adicional que no se ha implementado en el código. Por otro lado, si bien los fenómenos no relativistas están siempre presentes, en plasmas donde la densidad es baja aparecen electrones rápidos, que dominan la emisividad y pueden alterar el valor de la carga efectiva estimada a partir del continuo [224].

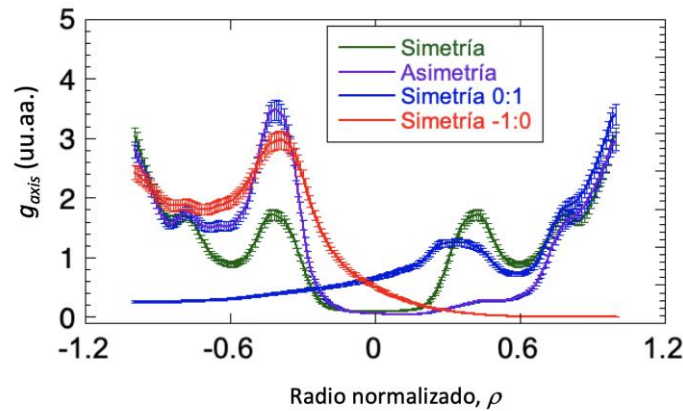


Fig. 3.16 Perfiles de emisión local atribuibles a la radiación de frenado para la descarga #41193 en 523.5 nm: representados frente al radio normalizado para el barrido centrado en 1172 ms: asumiendo diferentes simetrías para la reconstrucción.

En el TJ-II existen diferentes poblaciones energéticas de electrones rápidos. El *bremsstrahlung* depende de la distribución de las velocidades de los electrones. Esta función puede deformarse por la potencia de calentamiento y la densidad electrónica, dejando de ser una distribución de Maxwell-Boltzmann. Si se representa la intensidad frente a la energía de los electrones, Fig. 3.17, se observa una primera pendiente denominada población térmica. Una segunda población de electrones, denominados supratérmicos, son los debidos al fenómeno de *pump-out*, esto es, con el calentamiento ECR se deforma la función de distribución en la dirección perpendicular al campo magnético, provocando un aumento de la densidad de electrones en un determinado rango de energía según la dirección perpendicular; mientras que las colisiones tienden a isotropizarlo. En consecuencia, debido al rizado o *ripple* del campo magnético, se genera una población de electrones que en microsegundos tienden a quedar atrapados y dan lugar a pérdidas directas de radiación. Estos electrones rápidos aparecen a partir de 2-3 keV y corresponden a la primera cola de supratérmicos que se aprecia en la Fig. 3.17. La tercera cola de la gráfica corresponde a energías de 100-200 keV (se recoge con la señal HXR) y es debida a electrones que escapan al atrapamiento y que, por un mecanismo que aún no está perfectamente entendido, se aceleran y se conducen a lo largo de las líneas de campo magnético. Existe una tercera población de supratérmicos, los denominados *runaways*, que aparecen en la subida de campos en el arranque de la descarga, pero que son desviados con la

interposición de una paleta por lo que no están representados en la [Fig. 3.17](#) [51].

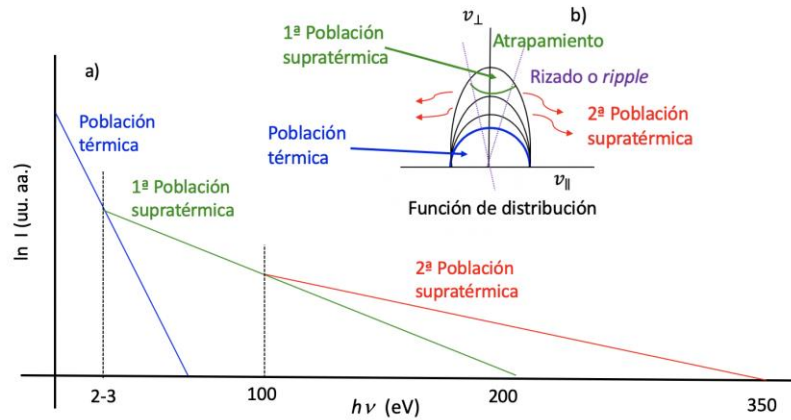


Fig. 3.17 Esquemas a) de las diferentes poblaciones electrónicas en función de su distribución energética en los plasmas del TJ-II y b) de la función de distribución electrónica del plasma del TJ-II con componente supratérmica, donde las líneas grises representan el cono de pérdidas.

En plasmas de baja densidad con baja colisionalidad el calentamiento ECR rompe la función de distribución de Maxwell-Boltzmann, deformándola, por lo que en estos regímenes la aparición de esta población de electrones rápidos da lugar a pérdidas directas de radiación. Por tanto, la emisividad debida al *bremsstrahlung* no aumentaría, sino que conforme a la [Ec. 2.21](#), debería disminuir, pero en esos rangos de densidad electrónica, las asunciones tenidas en cuenta para estimar el *bremsstrahlung* dejarían de tener validez, ya que el *bremsstrahlung* depende de la función de distribución de Maxwell-Boltzmann y entrarían en juego otros fenómenos que no están contemplados en la [Ec. 2.21](#). El origen de los electrones rápidos no sólo puede ser debido al calentamiento, pero su presencia explicaría esta observación, que, además, se sustenta en la base de que, en la inyección de *pellets*, se observa en $\rho = \pm 0.4$ la presencia de electrones rápidos, es decir, el sistema espectral de barrido y el método de reconstrucción pudiera ser que también estuvieran estimando la posición radial de los electrones rápidos, pero esta observación requeriría trabajos posteriores.

3.3.4. DETERMINACIÓN DE LA CARGA EFECTIVA

Finalmente, se procede a deducir el perfil de Z_{eff} , según las [Ec. 2.19](#) y [Ec. 2.21](#) asumiendo que la radiación de frenado es la emisión dominante en el espectro continuo, a partir del perfil de emisividad local y considerando los perfiles de T_e y n_e medidos mediante esparcimiento Thomson [50]. Antes de proceder al empleo del espejo giratorio (véase [Fig. 2.10](#)) para obtener perfiles espaciales de carga efectiva se adquieren señales con el sistema espectral de barrido manteniendo el espejo giratorio en una posición fija sin rotar. La posición del espejo se determina utilizando una lámpara *pen* en la ventana del TJ-II, como en el procedimiento de

calibración, de manera que bañe completamente la rendija del espectrómetro; entonces se gira el espejo hasta que la señal en el PMT sea máxima. La estimación de la Z_{eff} se llevó a cabo en las descargas #41218-#41226 en los rangos espectrales seleccionados de manera analítica. Estas descargas corresponden a plasmas con calentamiento ECR en el intervalo a analizar y densidades promediadas de línea de $0.5-0.6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (Fig. 3.18).

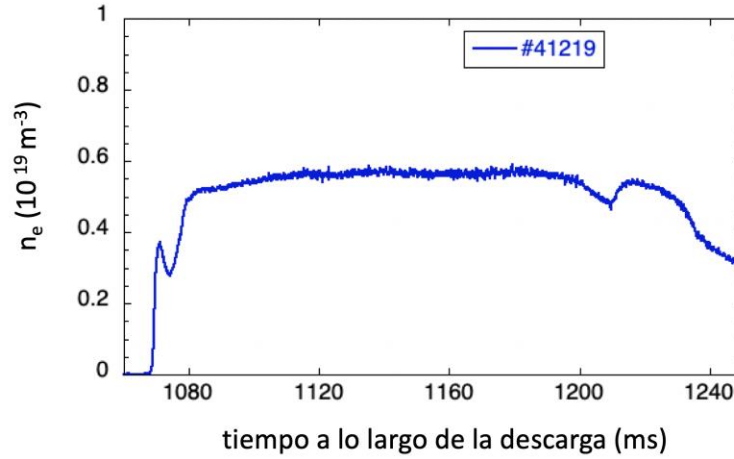


Fig. 3.18 Densidad electrónica promediada de línea frente al tiempo para la descarga #41219.

El valor de la Z_{eff} obtenido se muestra en la Fig. 3.19, donde se resalta la evolución temporal de la Z_{eff} para la descarga 41219 y se observa que oscila entre 1 y 2, debido al ruido de la señal, coincidiendo con los valores de Z_{eff} obtenidos mediante la técnica de rayos X [225]. Se observa la necesidad de reducir el ruido debido a la estadística de fotones. A continuación, se activa el espejo del sistema espectral de barrido para obtener perfiles de Z_{eff} con resolución temporal y espacial. Se analizan con el código *Scanner* [221] según el procedimiento descrito. Se han seleccionado aquellas descargas en las que la densidad electrónica promediada de línea permanece casi constante con el tiempo (Fig. 3.13), debido al hecho de que los valores de Z_{eff} son muy sensibles a la densidad, aunque no tanto a la temperatura electrónica [119]. Teniendo en cuenta el volumen del plasma y el ángulo sólido se procede a calcular la Z_{eff} con el sistema experimental a lo largo de varias descargas de plasma donde se ha seguido el método descrito en el epígrafe 2.4.1, para determinar el factor de calibración, que depende de la longitud de onda. Finalmente, en la Fig. 3.20, se muestran los perfiles de Z_{eff} a partir de perfiles simétricos y asimétricos locales de emisión de *bremsstrahlung* en 523.5 nm reconstruidos mediante el algoritmo, para la descarga 40682 en el intervalo centrado en 1172 ms y en función del radio normalizado.

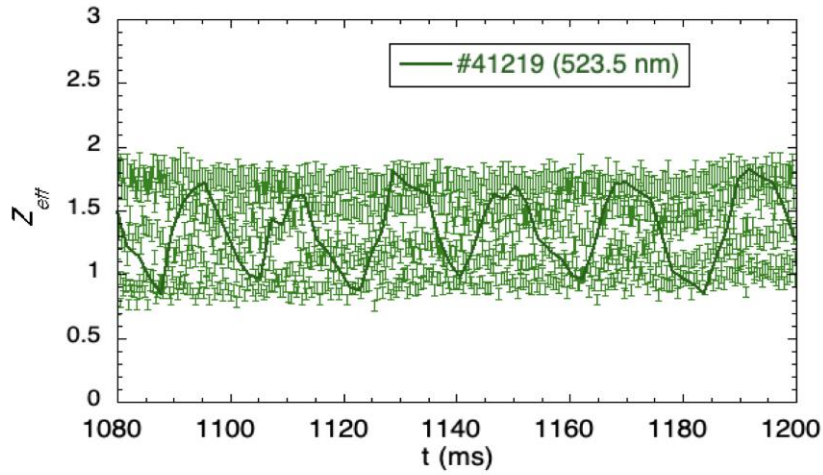


Fig. 3.19 Evolución de Z_{eff} determinada a partir de la [Ec. 2.21](#) para el rango espectral centrado en 523.5 nm, manteniendo en posición fija el espejo giratorio del sistema espectral de barrido a lo largo de la descarga #41219.

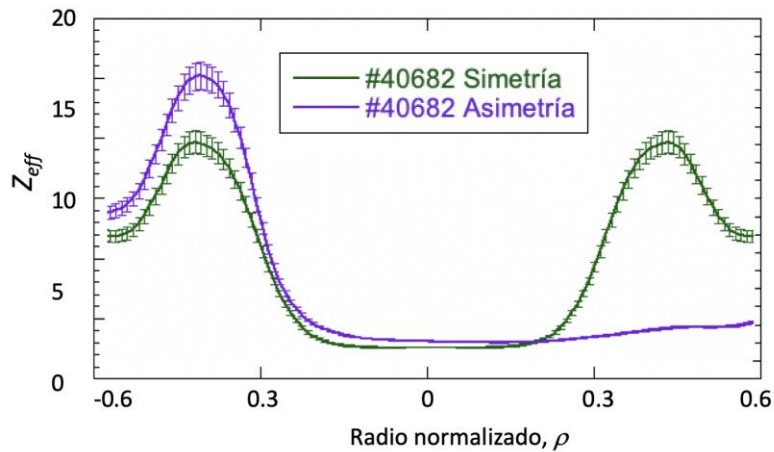


Fig. 3.20 Perfiles de Z_{eff} estimados a partir de los perfiles reconstruidos de emisión de bremsstrahlung reconstruidos con el método de Fisher para el barrido correspondiente al intervalo centrado en 1172 ms de la descarga 40682 suponiendo simetría en el perfil de emisividad (verde) o asimetría (morado).

Se observa que los valores de Z_{eff} deducidos son constantes en el intervalo $\rho = \pm 0.2$, donde los perfiles locales de emisividad local son, igualmente, constantes y, por tanto, donde las asunciones tenidas en cuenta en la reconstrucción de Fisher son válidas. Para cuantificar el error de Z_{eff} , se aplica la propagación del error Gaussiano para incluir también las incertidumbres de la densidad y la temperatura electrónicas. Dado que el *bremsstrahlung* depende cuadráticamente de la densidad electrónica mientras que la temperatura muestra una dependencia de raíz cuadrada, las incertidumbres en la densidad son más importantes. Con incertidumbres típicas del 10%, la densidad electrónica ofrece la una contribución importante a las barras de error de Z_{eff} . Pero, a la vista de la [Fig. 3.19](#) se estima que la variación de la Z_{eff} es del orden del 35-40% lo que apunta a que sea el error estadístico la mayor contribución a la

incertidumbre por la dependencia cuadrática con la raíz del número de fotones; dado que este sistema fotodetector recibe un número muy bajo de fotones.

En dispositivos tipo *tokamaks*, se ha observado que el cálculo de los perfiles de Z_{eff} es sensible a la existencia de un manto de emisión que rodea al plasma y corresponde a las superficies abiertas de campo. Se suele considerar que este manto tiene un brillo y espesor constantes y ha de ser tenido en cuenta en las estimaciones de la carga efectiva porque, de lo contrario, puede incrementar el valor de la Z_{eff} hasta en un 300% [123]. Pudiera ser que, debido a esta contaminación de la emisión continua por la luz adicional de los reflejos en el recipiente de vacío o por el manto de plasma emisor, la Z_{eff} presenta valores poco realistas a partir de $\rho > 0.3$, luego, la reconstrucción de Z_{eff} se debe circunscribir al radio normalizado de $\rho = -0.3$ a $\rho = 0.3$. La posible explicación de esta restricción radica en que la baja densidad de los plasmas TJ-II sigue siendo un inconveniente importante a la hora de determinar al Z_{eff} , muy sensible a variaciones de densidad.

Como se ha expuesto en el epígrafe anterior, en plasmas de baja densidad la aparición de electrones rápidos es un fenómeno dominante, por lo que las asunciones tenidas en cuenta en la Ec. 2.21, dejarían de tener validez. A ello se suma la imprecisión en la aproximación del factor de Gaunt, cuyo rango de validez se restringe a los plasmas de densidades y temperatura electrónicas señalados, debiendo ser implementado un factor de corrección adicional para los intervalos donde los perfiles de densidad y temperatura sean inferiores a los asumidos.

En la Fig. 3.21 se representa la evolución de los valores de Z_{eff} para $\rho = 0$, correspondientes al centro del plasma, obtenida a partir de los perfiles locales de emisividad para la longitud de onda 523.5 nm en función del intervalo temporal de barrido. La evolución temporal de la Z_{eff} cuyos valores oscilan entre 1 y 3 se compara con los valores obtenidos mediante rayos X, aproximadamente 1.3. La determinación de la Z_{eff} mediante rayos X emplea el código IONEQ desarrollado [210] para simular la radiación de rayos X blandos en JET, con objeto de extraer información sobre las impurezas centrales del plasma y estimar el valor de la carga efectiva. Para ello incluye la simulación de todos los procesos radiativos potencialmente presentes en el plasma. A partir de los flujos de rayos X blandos, se determina la densidad de neutros presentes en el plasma, cuyos valores se estiman en $2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ [51]. Si bien, las mejoras introducidas han reducido el valor de la carga efectiva del plasma, obtenida mediante la técnica de inversión de Fisher de la señal de *bremsstrahlung* en trabajos previos [130, 224], los valores siguen estando aumentados respecto a los obtenidos mediante técnicas de rayos X en radios mayores

de $\rho > 0.3-0.4$. El proceso de inversión se ha aplicado a los tres rangos espectrales seleccionados obteniéndose resultados similares.

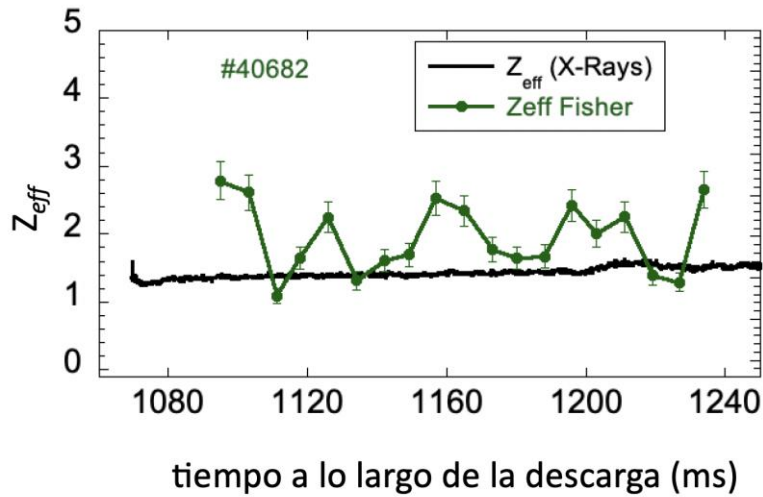


Fig. 3.21 Evolución de Z_{eff} para $\rho = 0$ en el rango 523.5 nm a lo largo de la descarga a partir de los perfiles reconstruidos de emisión de bremsstrahlung (en verde) para cada barrido de la descarga 40682, junto a la evolución de la medida obtenida mediante rayos X.

La [Fig. 3.22 a\)](#) muestra la evolución de la carga efectiva obtenida mediante el sistema espectral de barrido y la inversión de Fisher en el rango espectral centrado en 221.5 nm para la descarga #40680, y la [Fig. 3.22.b\)](#) muestra la evolución para la descarga #40688 en el rango centrado en 715.5. Los valores de carga efectiva se comparan con los obtenidos mediante la técnica de rayos X [\[225\]](#). Observándose: valores próximos a los obtenidos mediante rayos X entre 1080 y 1120 ms (para la longitud de onda 221.5 nm) y entre 1100 y 1140 ms (para la longitud de onda 715.5 nm), a partir de dichos instantes temporales se observa un incremento de la Z_{eff} que no corresponde a una entrada de impurezas y presenta estructura espacial. Esta desviación posiblemente sea atribuible a varios factores, por un lado, la temperatura electrónica decrece a medida que la densidad electrónica aumenta en el plasma, dos parámetros que contribuyen a la emisividad y, por tanto, al valor de Z_{eff} (los perfiles se determina a partir del espaciamiento Thomson en el instante de 1140 ms para la descarga analizada); por otro lado, la posición de la lente debería ser corregida para cada longitud de onda, como se mostró en el [epígrafe 2.4.2](#), a la calibración del sistema espectral de barrido ya que el PMT no está optimizado para el UV ni para el IR próximos y posiblemente a que el espejo giratorio tiene una cierta histéresis en el giro que hace que los barridos, por lo que no muestra el valor de la radiación de frenado correspondiente a la cuerda teórica. No obstante, nuevamente la mayor contribución a la estructura de los perfiles de Z_{eff} es atribuible a la estadística de fotones, los

barridos están limitados por la falta de fotones y se necesitaría coleccionar mayor señal para reducir esta incertidumbre.

Debido a las interacciones plasma-pared, en los dispositivos de fusión de confinamiento magnético pueden aparecer pequeñas partículas de polvo [195]. La estructura espacial/temporal la Z_{eff} aumentada medida en TJ-II previamente puede sugerir la presencia de polvo. No obstante, aunque el tamaño del polvo no se ha medido en el *stellarator* TJ-II, las partículas de polvo recolectadas en DIII-D se estimaron entre 0.46 y 1.0 μm y el polvo del Alcator C-Mod varió entre 0.78 y 2.89 μm [226].

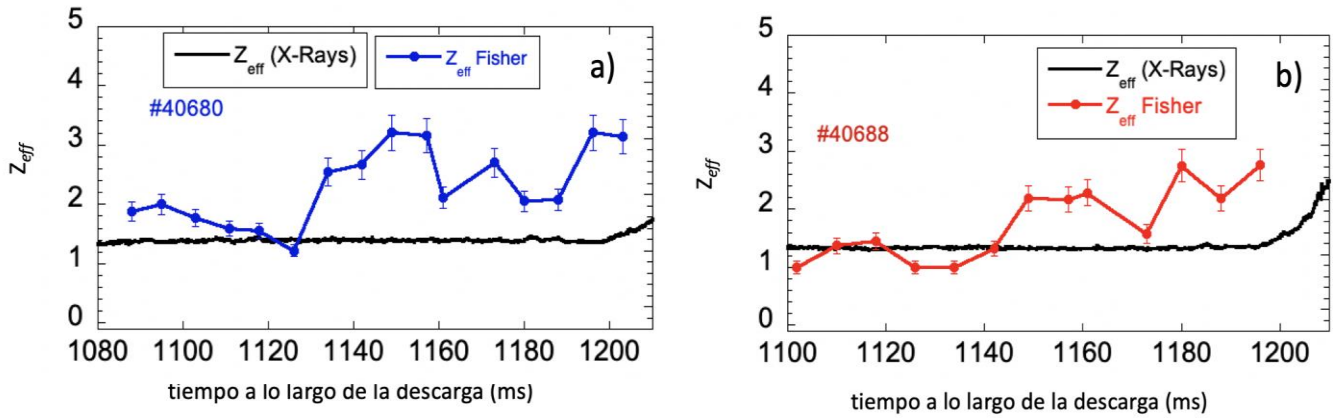


Fig. 3.22 Evolución de Z_{eff} para $\rho = 0$ a lo largo de la descarga a partir de los perfiles reconstruidos de emisión de bremsstrahlung junto a la evolución de la medida obtenida mediante rayos X (en negro) a) en el rango 221.5 nm (en azul) para cada barrido de la descarga 40682; y b) en el rango 712.5 nm para cada barrido de la descarga 40688.

A pesar de ello, las recientes observaciones de polvo en TJ-II con experimentos mediante un sistema de cámaras rápidas han demostrado que sólo recorren una distancia de 20 mm con componentes radiales y paralelos aproximadamente iguales y una velocidad constante de 70 m s^{-1} [195]. Por lo tanto, la contribución de partículas de polvo en la radiación *bremsstrahlung* sería un proceso restringido al borde que afectaría solo a la periferia del plasma, la determinación de la Z_{eff} se ha llevado a cabo con resolución espacial gracias a la interposición del espejo giratorio, que ha permitido determinar los perfiles radiales de Z_{eff} y seleccionar los correspondientes al centro del plasma.

3.3.5. POSIBLES MEJORAS DEL SISTEMA

Debido a la estructura espacial que presentan las mediciones uno de los retos es aumentar la relación señal-ruido, para reducir la contribución de la estadística de fotones. Para comprobar la influencia de la estadística de fotones, se ha implementado en el programa de inversión de Fisher la opción de promediar los barridos. La determinación de la Z_{eff} promediando los barridos para la descarga #40682 arroja valores que se recogen en la Fig. 3.23. Revisando la geometría

implementada en el programa de inversión de Fisher, por un lado, una restricción del diseño se debe a que el sistema espectral de barrido se ubica muy próximo al *hardcore*, no siendo la zona óptima para instalarlo porque puede introducir reflexiones que perturben la señal y es una región donde se acumula mayor cantidad de impurezas. La solución sería colocar el sistema de barrido en otra ventana lejos del *hardcore*. Por otro lado, al sólo disponer de una posición toroidal, no se puede llevar a cabo una reconstrucción tomográfica, sería deseable disponer de diferentes sistemas espectrales de barrido colocados en distintas posiciones toroidales de la máquina para desarrollar una reconstrucción tomográfica como la que se lleva a cabo en la estimación de la Z_{eff} mediante la técnica de rayos X.

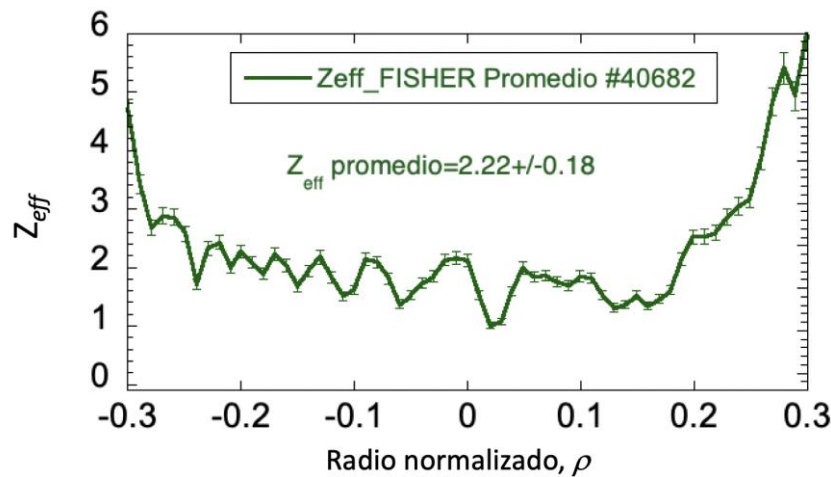


Fig. 3.23 Evolución de Z_{eff} para el rango 523.5 nm a lo largo de la descarga a partir de los perfiles reconstruidos de emisión de bremsstrahlung (en verde) para cada barrido de la descarga 40682.

Además, para explorar los tres rangos espectrales no se cambia elemento óptico alguno del sistema espectral de barrido. El empleo de una misma lente para explorar tres rangos espectrales diferentes no es lo más apropiado, restricción que se ha tenido que salvar dada la configuración fija del sistema y aún habiéndose determinado previamente qué posición de la lente sería la óptima para cada una de las longitudes de onda a explorar. Respecto al código, con objeto de reducir el ruido fotónico, podrían promediarse los barridos individuales para obtener el perfil medio de Z_{eff} . Finalmente se determina, en caso de poder sustituir la lente, qué parámetros debería tener esta lente para mejorar la señal que baña la rendija del espectrómetro, mediante una simulación en el programa de diseño Zemax®. Comercialmente se encuentra una posible solución cuyos parámetros corresponden a un doblete despegado pancromático (Crystan Ltd., Dorset, Reino Unido) de focal 450 mm, f#10 y diámetro total 48 mm, formado por una lente biconvexa de MgF_2 de 48 mm de diámetro, un espesor de centro de 12 ± 0.1 mm y radios $R1 = 70$ mm cx, $R2 = 46.2$ mm cx; y una lente convexo-cóncava de BF_2 , de 48 mm de

diámetro, un espesor de centro de 3 ± 0.2 mm y radios $R1 = 44.3$ mm caave, $R2 = 486$ mm cx. Por último, se procede a sustituir la lente actual por la lente comercial para estimar la Z_{eff} cuyos resultados se muestran a continuación.

3.3.6. RESULTADO DEL PERFIL DE CARGA EFECTIVA IÓNICA CON EL SISTEMA OPTIMIZADO

Si bien sería deseable poder colocar el espectrómetro en planos conjugados con la lente, en el análisis inicial de la radiación de frenado sólo se modifica la lente para comprobar cómo mejora el valor de la estimación de la Z_{eff} . Procediendo según el método descrito en los epígrafes [3.3.3](#) y [3.3.4](#) se determina el perfil de emisión local para las descargas #49277 que corresponde a un plasma con calentamiento ECR con potencia 470 kW y densidad electrónica promediada de línea $0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Los resultados de la estimación de la Z_{eff} se recogen en la [Fig. 3.24](#), donde se observa que: se ha reducido la estructura temporal, los valores de Z_{eff} más próximos a los esperados para una descarga similar mediante la técnica basada en rayos X.

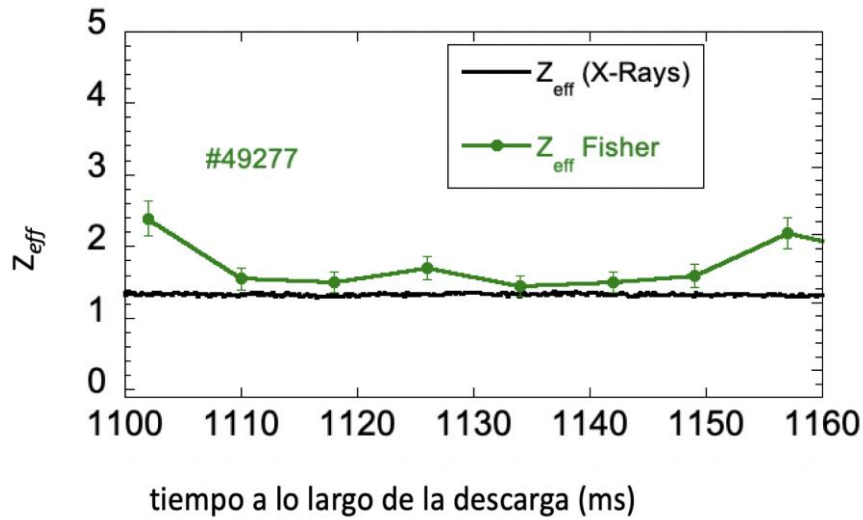


Fig. 3.24 Evolución de la Z_{eff} para $\rho = 0$ en el rango 523.5 nm a lo largo de la descarga a partir de los perfiles reconstruidos de emisión de bremsstrahlung (en verde) para cada barrido de la descarga 49277, junto a la evolución de la medida obtenida mediante rayos X [\[225\]](#).

Como se ha explicado en el epígrafe anterior, uno de los retos sería incrementar la relación señal-ruido para reducir la estadística de fotones y minimizar el error en la estimación de la Z_{eff} . La limitación de la señal, es debida principalmente al rango de densidades electrónicas propias del TJ-II. Esto no invalida el método de estimación de la Z_{eff} , por el contrario, en dispositivos donde el régimen de densidad electrónica sea mayor, la determinación de la Z_{eff} estará preservada de esta limitación.

CAPÍTULO 4. LA ESPECTROSCOPIA DE DISOCIACIÓN INDUCIDA POR LÁSER EN EL TJ-II

A lo largo de este capítulo se tratará el tercer objetivo de la tesis (O3): La aplicación de una técnica *in-situ* novedosa basada en la ablación por láser de las capas de litio y boro depositadas sobre la pared interior de la cámara de vacío del *stellarator* TJ-II para monitorizar simultáneamente las impurezas presentes en dichas capas, en el plasma y la composición hidrogénica de la superficie de la pared. Esta técnica se conoce en inglés como *Laser Induced Breakdown Spectroscopy* (LIBS). Se explicará la implementación de un sistema remoto e *in-situ* para monitorear simultáneamente: i) las impurezas intrínsecas del plasma que se han depositado en la pared del TJ-II; ii) el micro-plasma generado tras ablacionar la capa de litio y boro depositada sobre la pared de la cámara de vacío (con el PMA12); y, iii) la composición hidrogénica de dicha capa superficial de la pared de la cámara de vacío (con el ACTON ½ m) que se usará para determinar la composición hidrogénica del plasma (con el soporte del sistema de monitoreo de isótopos).

Finalmente, se explorarán otras aplicaciones de esta técnica, como el empleo de la misma para dar soporte a los tratamientos de boronización y litiado de la pared o la aplicación de LIBS durante la descarga, con el fin de determinar la temperatura iónica del borde del plasma a través de las medidas de tiempo de vuelo de los iones removidos de la pared. Se discutirán los resultados de estos experimentos y se expondrán las conclusiones más relevantes de los mismos.

4.1. EXPERIMENTOS LIBS PARA MONITORIZAR IMPUREZAS E ISÓTOPOS DE HIDRÓGENO

En el [epígrafe 2.3.4.a](#) se explicó que la técnica LIBS promete ser un método empleado para el monitoreo remoto e *in situ* de procesos de erosión, deposición y retención de combustible de plasma (D, T) en la primera pared de dispositivos de fusión [[144](#)]. Hasta la fecha, la técnica LIBS ha sido raramente implementada *in-situ* en los dispositivos de fusión, debido a las restricciones de acceso a los dispositivos y a las dificultades de análisis que presenta; especialmente resulta complejo obtener información cuantitativa en las capas depositadas sobre la pared de la cámara de vacío del dispositivo. La finalidad del experimento es identificar la composición del micro-plasma formado al ablacionar las capas superiores de la pared de la cámara de vacío por el disparo del láser de Nd:YAG y seguir la evolución de los estados de ionización de los elementos atómicos liberados de la pared de dicha cámara de vacío. Se procurará, al tiempo, sondear la composición de isótopos de hidrógeno de la pared. Además, se

pretende realizar dicho sondeo cada vez que se realicen cambios significativos en las condiciones experimentales, es decir, cambios en el suministro de gas, o cambios en el acondicionamiento de la pared (en el TJ-II se usan hidrógeno, deuterio o helio como gases de trabajo).

Para la comprensión del proceso de ablación se pueden diferenciar varias fases consecutivas: (1) El haz láser es focalizado sobre la pared de la cámara de vacío. (2) Un disparo del láser crea un micro-plasma por la ablación de la capa externa de la pared, que se propaga en dirección opuesta a la dirección de propagación del haz láser. Esto induce la aparición de un cráter en el material (esta fase se conoce como ruptura). (3) La energía del láser es captada en parte por las especies químicas que componen la pared, cuyos elementos se excitan, creándose un plasma. (4) Durante la fase de expansión del micro-plasma se produce un espectro continuo de emisión. (5) La emisión de esta radiación provoca un enfriamiento, ya que las especies químicas pierden energía dando lugar a un espectro de emisión de líneas espectrales discretas donde se pueden identificar los elementos desorbidos. La [Fig. 4.1](#) representa esquemáticamente estas fases. Obsérvese cómo el espectro continuo tiene una cierta estructura y la aparición de líneas intensas en el espectro discreto [\[227\]](#).

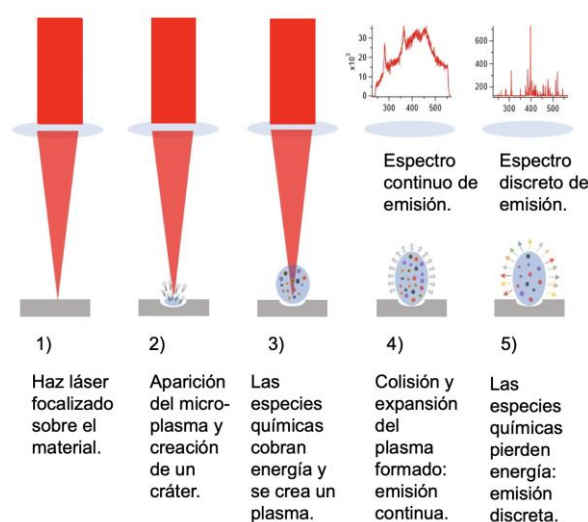


Fig. 4.1 Representación esquemática de las fases del proceso de ablación: 1) Focalización. 2) Formación de un micro-plasma y un cráter en el material. 3) Formación del plasma de ablación. 4) Emisión del espectro continuo. 5) Emisión del espectro discreto.

Para llevar a cabo el experimento se empleará el láser de Nd:YAG ([epígrafe 2.4.4](#)) para ablacionar la superficie de la pared de la cámara de vacío y el espectrómetro PMA-12 ([epígrafe 2.4.1](#)) para recoger la radiación comprendida entre 200 y 900 nm, monitorizando la emisión de las impurezas que potencialmente pueden proceder de la pared (véase la [Fig. 2.34](#)) Además, se usarán dos sistemas espectroscópicos: el sistema espectral de monitoreo de isótopos de

hidrógeno, (espectrómetro McPherson y detector multicanal d1461, epígrafe 2.4.1) para determinar la composición isotópica de la pared del plasma y el sistema formado por el espectrómetro ACTON ½ m con el detector CCD ([epígrafe 2.4.1](#)), para compararla con la composición hidrogénica de la pared de la cámara de vacío.

A continuación, se presentarán los espectros LIBS grabados con el PMA12 para comparar la composición la pared de la cámara de vacío bajo diferentes estados de acondicionamiento de la pared. Después se compararán los espectros LIBS con espectros adquiridos con el mismo espectrómetro durante la operación con plasma, con el objetivo de determinar cómo influyen los elementos desprendidos de la pared en la composición del plasma. Seguidamente, se compararán los espectros LIBS adquiridos con el espectrómetro ACTON ½ m correspondientes a la pared, con los espectros del plasma adquiridos con el sistema de monitoreo de isótopos McPherson. Para finalizar, se explorará la potencialidad de la técnica para el seguimiento del estado de la boronización de la pared de la cámara de vacío, para la cuantificación de las especies desorbidas de la pared y para la determinación de la temperatura iónica de la periferia del plasma mediante medidas de tiempo de vuelo de impurezas ligeras.

4.1.1. ANÁLISIS DE LA EVOLUCIÓN DE LA COMPOSICIÓN DE LA PARED DE LA CÁMARA DE VACÍO CON LIBS

Se grabaron espectros LIBS cada semana durante las campañas experimentales 2015-2016 del TJ-II para seguir, en primer lugar, la evolución del estado de la pared de la cámara de vacío y, posteriormente, poder establecer una relación entre el modo de operación y experimentos llevados a cabo. En la [Fig. 4.2](#) se comparan dos espectros LIBS correspondientes al micro-plasma de ablación de la pared, para ilustrar que se pueden observar diferencias, no sólo debidas a los diferentes estados de ionización de los elementos removidos, sino también en la emisión de radiación continua registrada.

El primer espectro LIBS (en verde) corresponde a la observación realizada después de que la cámara de vacío hubiera sido mantenida en ultra alto vacío durante un mes y medio (desde el 17 de diciembre de 2015 al 9 de febrero de 2016) y sin llevar a cabo experimento adicional alguno, habiéndose acondicionado la pared, mediante boronización y litiado previamente (17 de diciembre de 2015). Por el contrario, el segundo espectro LIBS (en rojo) fue obtenido después de 580 descargas de plasma creadas y mantenidas con calentamiento ECRH (9 de febrero a 4 de marzo de 2016) (#40968-41547). Se observan en ambos espectros las líneas espectrales intensas de hidrógeno (H_{α} 656.28 nm) y litio (Li I 460.3, 670.7 y 812.6 nm). Cabe observar que la línea de B III en 206.7 nm aparece en el segundo espectro, pero no

en el primero. De manera similar ocurre con dos líneas débiles asociadas al O I (777.5 nm y 844.6 nm) que pueden observarse en el espectro LIBS después de la operación de plasma.

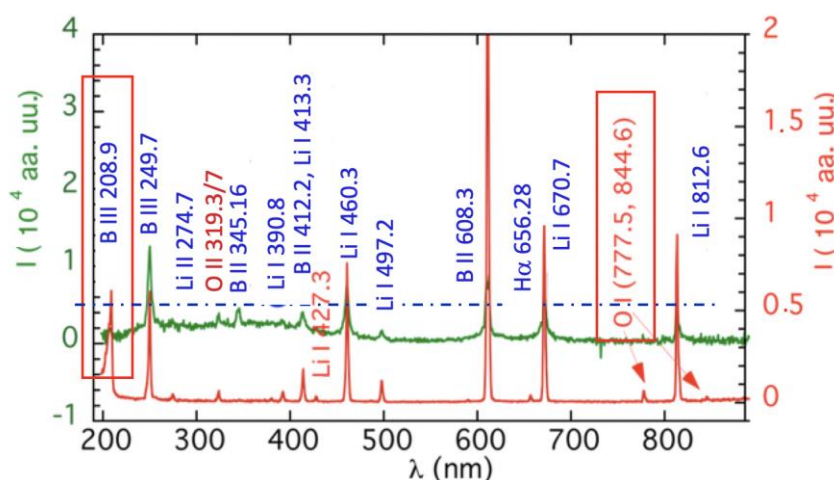


Fig. 4.2 Comparación de dos espectros LIBS de la pared de la cámara de vacío del TJ-II en el rango espectral de 200 a 900 nm. Se representa un espectro grabado después de 3 meses sin operación del TJ-II (en verde) y otro grabado después de 580 descargas con calentamiento ECRH y con hidrogeno con gas de operación (en rojo). Se anotan las longitudes de onda de las líneas espectrales identificadas.

En la misma figura se aprecia una línea que corresponde al O II (319.3 y 319.7 nm), más definida en el espectro LIBS después de la operación de plasma que en el espectro en verde. Además, entre 250 y 400 nm varía el nivel continuo en el espectro verde, esto se asocia con la banda de emisión de radicales hidroxilo (OH^\cdot) entre 305-310 nm [228] procedente posiblemente del agua residual en el vacío que es absorbida por el litio y de CO_2^+ y CO^+ (275-400 nm) [229]. Los gases de CO, CO_2 y H_2O se condensan y adhieren con facilidad a las capas de litio y boro. La presencia de líneas de oxígeno en el espectro rojo puede deberse a los gases CO y CO_2 , al agua condensada y a la disociación de óxidos metálicos durante las descargas, dado que el litio y el boro son muy reactivos y absorben más fácilmente el agua y los gases que las paredes de acero de la cámara de vacío.

Con el propósito de entender la evolución de las impurezas de la pared de la cámara de vacío a lo largo de la campaña experimental, se compararon los espectros: i) al final de la campaña de 2018 (rojo), ii) al inicio de la campaña 2019 tras la boronización y litiado (acondicionamiento de pared con boro y litio, véase [epígrafe 2.1.3.c](#)) de la pared (verde), y iii) durante la campaña 2019 tras un segundo litiado (azul). La [Fig. 4.3](#) muestra los espectros obtenidos entre 250 y 950 nm: obsérvense las líneas espectrales acumuladas entre 250 y 400

nm, donde se pueden identificar [174, 94] líneas procedentes de estados neutros y ionizados de litio (Li I 274.1, 323.27, 372.1, 379.5, 398.55, 413.26, 460.3, 497.1, 610.3, 670.7 y 812.7 nm), boro (B I 249.67, B II 291.8, 345.14 y 412.2 nm), carbono (C II 274.13, 274.65, 283.67 y 283.76 nm) y oxígeno (O I 777.5 y 844.6 nm).

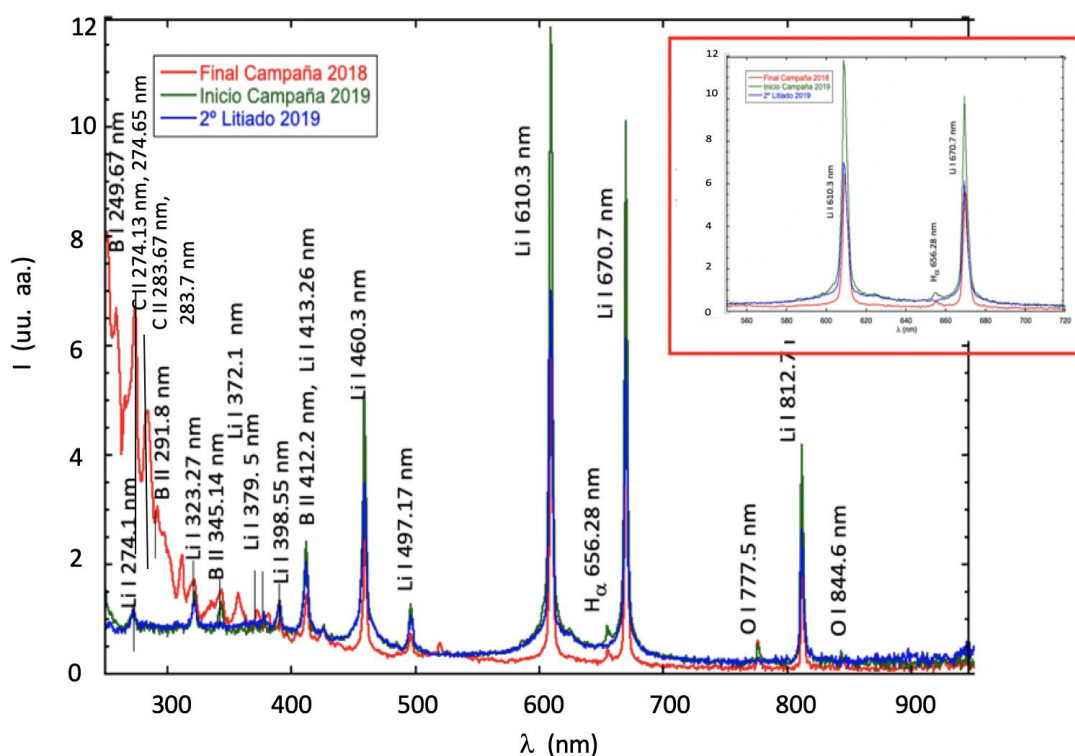


Fig. 4.3 Comparación de tres espectros LIBS de la pared de la cámara de vacío del TJ-II en el rango espectral de 250 a 950 nm. Se representan un primer espectro grabado al final de una campaña experimental (diciembre 2018 en rojo), el segundo grabado antes de iniciar la siguiente campaña experimental, pero tras un acondicionamiento de la pared con boro y litio (enero 2019 en verde), y el tercero grabado tras un segundo acondicionamiento sólo con litio tras 295 descargas de plasma con calentamiento ECRH (febrero de 2019 en azul). Se anotan las longitudes de onda de las líneas espectrales identificadas. El recuadro amplía las líneas correspondientes al espectro de Li I 610.3 y 670.7 nm.

Las líneas de Li I parecen más intensas en el espectro LIBS del inicio de campaña 2019 (verde) tras las primeras boronizaciones y litiados. Posteriormente, durante la campaña experimental de 2019, al volver a adquirir el espectro LIBS tras un segundo tratamiento de acondicionamiento, con solo litio, (febrero 2019) se observa (azul) cómo el segundo litiado mejora notablemente, como cabe esperar [34], el recubrimiento de la pared. Es decir, tras el primer acondicionamiento (verde) las líneas de boro y litio crecen, mientras que las líneas de impurezas se reducen considerablemente, especialmente en el rango próximo al UV. Tras un segundo litiado (sin boronización) se habían llevado a cabo 295 descargas con calentamiento

ECRH, por lo que el nivel de litiado no es tan óptimo, aunque sí permanecen ausentes las impurezas globales, como se aprecia en la intensidad del recuadro superior derecho de la [Fig. 4.3](#).

Estos resultados servirían para apoyar y complementar los datos obtenidos con el espectrómetro-analizador de masas de alto vacío tipo cuadrupolo. En particular, las señales correspondientes a las masas de oxígeno y agua experimentan una caída cuando el litiado es eficiente absorbiendo al hidrógeno y el agua fácilmente debido a su reactividad [68].

4.1.2. PRESENCIA DE LAS IMPUREZAS PROCEDENTES DE LA PARED EN EL PLASMA

Uno de los principales propósitos de este ensayo es explorar cómo la obtención de espectros mediante la técnica LIBS podría ayudar en la interpretación de la emisión pasiva de la radiación electromagnética entre rayos X y infrarrojo del plasma, en particular, en qué medida los elementos removidos de la pared de la cámara de vacío mediante la ablación láser pudieran ser representativos de las impurezas que emiten radiación durante la descarga de un plasma caliente. Como se introdujo, la presencia de impurezas en el plasma resulta perjudicial ya que produce, en términos generales, la dilución del combustible y el enfriamiento del plasma por la radiación que emiten, siendo esta consecuencia tanto mayor cuanto mayor sea el número atómico de la impureza. Con esta finalidad, se comparan espectros representativos de LIBS obtenidos con el PMA12 tras la boronización y el litiado de la pared de la cámara de vacío (22 de febrero de 2016) con los espectros del plasma grabados también con el sistema PMA12 durante las descargas de plasma calentado mediante ECRH (durante la campaña de 2016). A modo de ejemplo, se muestra la [Fig. 4.4](#) en dos rangos espectrales separados: en el caso del espectro del plasma, se ha escogido, el intervalo entre 1100 y 1180 ms de la descarga #41601 (típicamente se arranca en 1060 ms de la descarga y dura entre 50 y 300 ms más) cuya densidad electrónica de línea y temperatura electrónica central son en torno a $0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ y 0.6 keV, respectivamente y que corresponde a un plasma con calentamiento ECR *on-axis* (en el eje magnético) utilizando una potencia en cada girotrón de 240 kW. Desde el litiado y boronización se habían llevado a cabo 440 descargas de plasma. En el espectro LIBS, obtenido tras la boronización y el litiado de la pared, aparecen principalmente líneas de litio (Li I 274.1, 323, 379.5, 391.5, 413.3, 427.3 y 460.3 nm) y boro (B I 249.7 nm) y prácticamente ausentes en el espectro del plasma ECRH. En la [Fig. 4.4](#) sólo algunas líneas de litio muy intensas permanecen en el espectro del plasma caliente como son: Li I 610.5, 670.7 y 812.6 nm, aunque su intensidad relativa es menor que en el espectro LIBS. El espectro de LIBS es muy rico en líneas de Li I (las más intensas son las líneas de 480 y 610 nm) mientras que en los espectros del plasma hay

líneas muy débiles de Li I, siendo la línea resonante (670 nm) la más intensa. Esta línea resonante en el espectro LIBS es más débil.

Las diferencias en las escalas entre ambos espectros y en el contenido de líneas espectrales se explica porque un plasma LIBS y un plasma del TJ-II son muy diferentes y su comparación directa no resulta inmediata. Primero, los tiempos de integración son diferentes (<5 s y 20-200 ms respectivamente). Segundo, el plasma LIBS es muy local, mientras que el espectro del plasma recoge un volumen mayor de plasma. Por un lado, sin considerar los volúmenes de los distintos plasmas, la intensidad de una línea de Li viene dada por $I_{Li} = n_e n_{Li} \langle \sigma v \rangle$, siendo n_{Li} la densidad de átomos de Li y $\langle \sigma v \rangle$ el ritmo de excitación al nivel superior que, a su vez, depende de los niveles inferior y superior y de la temperatura T_e . Para poder comparar la I_{Li} en el LIBS con la I_{Li} en el plasma se requeriría establecer la relación entre $(n_e n_{Li} \langle \sigma v \rangle)_{LIBS}$ frente a $(n_e n_{Li} \langle \sigma v \rangle)_{Plasma}$. En consecuencia, habría que considerar, además, el volumen del plasma, el ángulo sólido y el tiempo de integración de ambas medidas. Aquí las densidades, n_e y n_{Li} , serán diferentes, luego no se puede establecer una comparación directa dado que no se conocen estos valores. No se puede atribuir sin más datos objetivos que la diferencia sea debida al plasma. Lo que sí se puede deducir de los espectros es que el plasma LIBS es más caliente que el borde del plasma ECRH: los niveles superiores de las líneas 274 (4.5 eV), 323 (5.8 eV), 371 (5.1 eV), 391 (5.0 eV), 460 (4.5 eV), 610 (3.9 eV) y 812 nm (3.4 eV) son más altos que el nivel de la línea 670 nm (1.8 eV [118]) y el LIBS produce en un espectro de litio más rico en líneas. En el caso del plasma ECRH, el Li neutro está confinado en una región muy delgada en el borde del plasma. Sin una calibración absoluta de sistema de medida no se puede determinar la n_{Li} para evaluar la cantidad de Li desorbido de la pared. La consecuencia inmediata es que se requiere establecer un sistema de calibración de los espectros LIBS.

Por otro lado, la ausencia de líneas procedentes de otros elementos se podría relacionar por la eficiencia de los tratamientos de acondicionamiento de la pared de la cámara de vacío. La presencia de estas líneas de litio intensas se explica, porque el litio es el recubrimiento más superficial o externo de la cámara, y debido al mecanismo de formación de las mismas: El plasma LIBS, es un plasma de baja temperatura, pero posiblemente superior a la del borde del plasma ECRH, y alta densidad, en el que las líneas se producen por excitación colisional sin emisiones por recombinación, mientras que, en el plasma ECRH conviven los procesos de excitación colisional, ionización y recombinación. Varias de las líneas espectrales que aparecen en el espectro del plasma ECRH están presentes también en el espectro LIBS, por ejemplo, el cúmulo de líneas alrededor de 207 nm correspondientes la línea resonante de B III es 206.7 nm,

pero sus intensidades relativas y absolutas son diferentes, esto tiene su explicación en que la temperatura y densidad electrónica de ambos plasmas son diferentes.

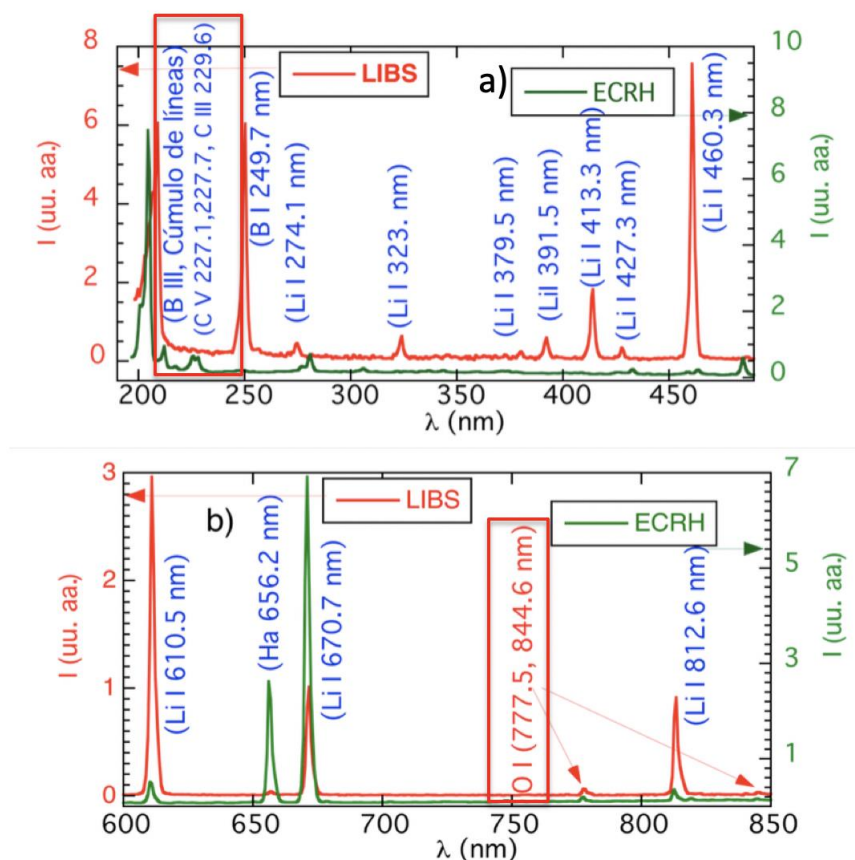


Fig. 4.4 Comparación de un espectro del plasma calentado mediante ECRH (verde) con un espectro LIBS (rojo), a) en el rango espectral de 200 a 500 nm y b) de 600 a 900 nm. Se anotan las longitudes de onda de las líneas espectrales identificadas.

También cabe remarcar que el espectro del plasma ECRH refleja la presencia de otras impurezas en el plasma, aunque menos intensos que las líneas de litio o boro, y no sólo de las impurezas que proceden de la pared. Por ejemplo, se ven líneas de estados altamente ionizados de carbono C III 229.6 y C V 227.1, 227.7 nm (véase la [Fig. 4.5](#)). Se observan 2 líneas de O I (777.5 nm y 844.6 nm) y se considera que su presencia es debida a la aparición en la superficie de la pared de agua y óxidos metálicos. Además, se detecta la presencia de agua por el aumento del espectro continuo entre 250 y 400 nm, correspondiente al espectro de los iones hidroxilo del agua que se condensa en las paredes cuando se abre la cámara de vacío y pueden dar lugar a la presencia radicales hidroxilo (OH^\cdot) entre 305-310 nm [228]. Antes de abrirla se rellena con argón hasta alcanzar la presión atmosférica con el objetivo de reducir dicha absorción, sin embargo, este proceso no la previene totalmente. Además, una pequeña cantidad de agua entra continuamente en la cámara de vacío procedente de fugas. A título orientativo, la presión parcial de agua medida con el espectrómetro de masas cuadrupolar antes del litiado suele ser del orden

de 1.5×10^{-7} mbar, siendo la presión en la cámara del orden de $6-7 \times 10^{-7}$ mbar, representa más del 25% de la presión total, disminuyendo casi un orden de magnitud tras el litiado la presión parcial del agua 1×10^{-8} mbar y la presión en la cámara cae a 3×10^{-7} mbar. Es decir, tras el litiado inmediatamente no sólo cae la presión parcial del agua, sino que disminuye la fracción en relación a la presión total de la cámara de vacío. De manera no tan acusada, aunque similar ocurre con la presión parcial de CO_2 , que pasa de 5×10^{-9} mbar antes del litiado a 1×10^{-9} mbar tras el acondicionamiento con litio [96].

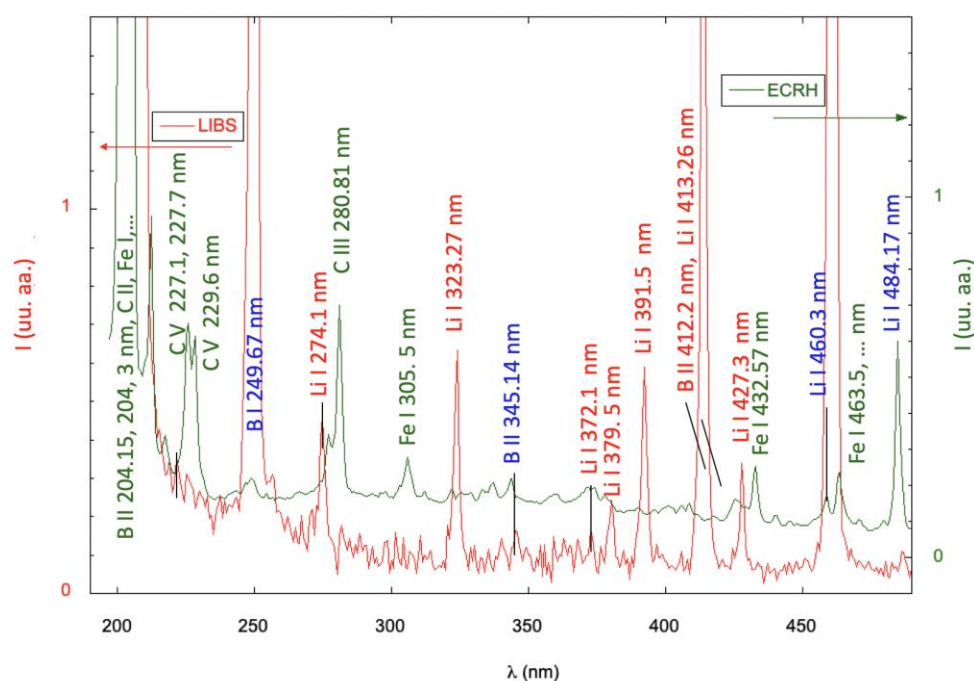


Fig. 4.5 Comparación del espectro del plasma calentado mediante ECRH (verde) con el espectro LIBS (rojo) de la Fig. 4.4 ampliada en el rango espectral de 200 a 500 nm. Se anotan las longitudes de onda de las líneas espectrales identificadas. En azul se muestran las líneas comunes a ambos espectros, la escala de la derecha se ha desplazado verticalmente para una mejor comprensión de los espectros.

Otra observación de la Fig. 4.4 es, en el espectro LIBS obtenido tras la boronización y el litiado de la pared, la débil presencia de la línea 656.28 nm correspondiente a la línea H_α comparada con la línea 670.7 nm asociada al Li I. Un recubrimiento de litio con un espesor de 1 μm , asumiendo una densidad de $\sim 0.53 \text{ g/cm}^3$ [118], contiene unos 4.6×10^{10} átomos de litio por mm^2 , mientras que la cantidad de hidrógeno absorbido en el mismo volumen de litio de la pared será una fracción pequeña por lo que se explica que la intensidad de hidrógeno sea menor. Esto pone de manifiesto que, si el recubrimiento de litio es fresco, es decir, recién litiada la pared (sin plasmas) la pared no está cargada de hidrógeno, mientras que, después de varias

descargas se carga de hidrógeno: La capa nueva de boro y litio recubre las capas anteriores cargadas con hidrógeno, por lo que el hidrógeno viene del agua absorbida por la capa nueva; al no haber habido descargas de plasma de hidrógeno tras el acondicionamiento y la adquisición del espectro LIBS, el contenido de H será mínimo. Como el volumen de la cámara de vacío es de 5 m^3 y la caída de la presión de agua ha sido de $1.4 \times 10^{-7} \text{ mbar}$, asumiendo que el área total de la pared son unos 75 m^2 y si sólo se cubre una fracción, suponiendo que sean unos 7.5 m^2 , se podría estimar un orden de magnitud de átomos de agua absorbidos por la capa B/Li: 1×10^{18} moléculas de agua por mm^2 . Este valor estimado representaría aproximadamente el 2% del espesor de una capa de litio de $1 \text{ }\mu\text{m}$.

4.1.3. ESPECTROS LIBS PARA ANALIZAR LA COMPOSICIÓN ISOTÓPICA DE LA PARED

Otra aplicación del LIBS en los dispositivos de fusión sería determinar la composición isotópica de hidrógeno en los recubrimientos de la pared o en la misma. Esta aplicación resulta de especial interés debido a los potencialmente serios problemas que se prevén en los futuros reactores de fusión ITER y DEMO debido a la retención de tritio en los elementos que constituyen las paredes. Durante las campañas experimentales con tritio en los *tokamaks* TFTR y JET, ambos con paredes de carbono, la retención de tritio ha sido del 16-17% en comparación con el tritio inyectado encontrándose retenido en la pared o en la superficie de los sistemas de refrigeración [230]. Además, el flujo de calor, y las partículas que se transporten desde el centro del plasma e interactúen con los componentes de la pared, podrían provocar una serie de problemas derivados de la contaminación de la pared, como son la deposición de impurezas, la retención del combustible, la codeposición, etc. Uno de los efectos más nocivos sería la retención de tritio en la pared, puesto que implicaría la formación de enlaces casi permanentes. Además, los isótopos de hidrógeno reaccionan químicamente con algunos de los materiales de la pared y podrían formarse codepósitos, en particular con el berilio y el carbono. Estos fenómenos derivarían en cambios en la morfología y composición de la primera pared de la cámara de vacío, lo que afectaría directamente a las propiedades del material y al tiempo de vida de la pared. Por razones de seguridad, el límite de la masa de tritio permitido en ITER es de 1 kg [87], por lo que con pocas descargas se podría superar ese límite y esta situación impediría operar la máquina. Minimizar o evitar estos problemas constituye uno de los factores críticos que deben alcanzarse en estos futuros reactores de fusión.

Típicamente la razón isotópica de la pared se mide *ex-situ* mediante espectroscopia de desorción térmica (*Thermal Desorption Spectroscopy*, TDS). Precisamente por este motivo, la técnica LIBS resulta atractiva puesto que se ubica *in-situ* y de manera muy localizada. Esto

representa una ventaja, especialmente cuando este montaje experimental permite monitorizar simultáneamente las impurezas del plasma y la composición isotópica, permitiendo un análisis rápido de las mismas y permitiendo adoptar medidas para minimizar dicha contribución, que es el montaje que se propone en esta memoria.

El efecto isotópico supone un aumento del tiempo de confinamiento de impurezas al aumentar la masa del ion del gas de trabajo. Se ha observado dicho efecto en *tokamaks*, pero ha sido más difícil, hasta la fecha, de cuantificarlo en *stellarators* [230]. Sin embargo, en TJ-II, mediante la técnica de inyección de impurezas por láser *blow-off* (capítulo 5), se han observado cambios en el tiempo de confinamiento de impurezas en experimentos donde se sustituye el gas de trabajo de hidrógeno por deuterio o viceversa: precisamente se ha observado que el confinamiento de impurezas disminuye al aumentar la ratio $D/(D+H)$ [189].

El experimento para determinar la evolución de la composición isotópica de la pared del TJ-II se llevó a cabo en dos fases: primero determinando la composición isotópica del plasma en un experimento de sustitución de hidrógeno por deuterio como gas de trabajo, para lo cual se adquirieron espectros con el monitor de radiación de isótopos de hidrógeno (espectrómetro McPherson y el detector multicanal formado por una matriz de fotodiodos de silicio intensificados, epígrafe 2.4.1); y segundo, adquiriendo espectros LIBS con el sistema dual de espectrómetros ACTON ½ m sintonizado en 656.3 nm y PMA12 (configuración experimental recogida en la Fig. 2.37. Con el fin de estudiar cómo varía la composición isotópica de la pared en el TJ-II es necesario cambiar el gas suministrado al plasma. Así, la sustitución del hidrógeno, como gas de trabajo habitual, por deuterio se lleva a cabo de manera paulatina. Después de cambiar el depósito de gas que suministra las válvulas de inyección de gas al TJ-II, hidrogeno por deuterio, se observa la evolución de la razón deuterio/(deuterio+hidrógeno), ($D/(D+H)$), en los plasmas durante un día y medio de operación con descargas de plasma caliente.

En la Fig. 4.6 se ve cómo el deuterio reemplaza al hidrógeno en los plasmas calientes (#42011-42068, correspondientes a los días 6 y 7 de abril de 2016) después del cambio de gas de trabajo y previo a la segunda parte del experimento que se llevará a cabo mediante la técnica con LIBS. La boronización de la pared de la cámara de vacío fue el 22 de febrero y litiado el 14 de marzo de 2016). Estas ratios deuterio/deuterio+hidrógeno han sido obtenidos tras el análisis de los espectros adquiridos con el sistema de monitoreo de isótopos de hidrógeno (McPherson y detector multicanal d1461). De la Fig. 4.6 también se desprende que, el experimento isotópico comienza en la descarga #42011, cuando menos de 20% del plasma es gas D_2 que viene de la válvula de abastecimiento y, por tanto, se puede asumir que todo el hidrógeno (H) viene de la pared y todo el deuterio (D), de la válvula. En este caso más del 80%

del gas de trabajo del plasma tendría su origen en la pared, lo que demuestra el papel de la pared cargada en el abastecimiento del TJ-II.

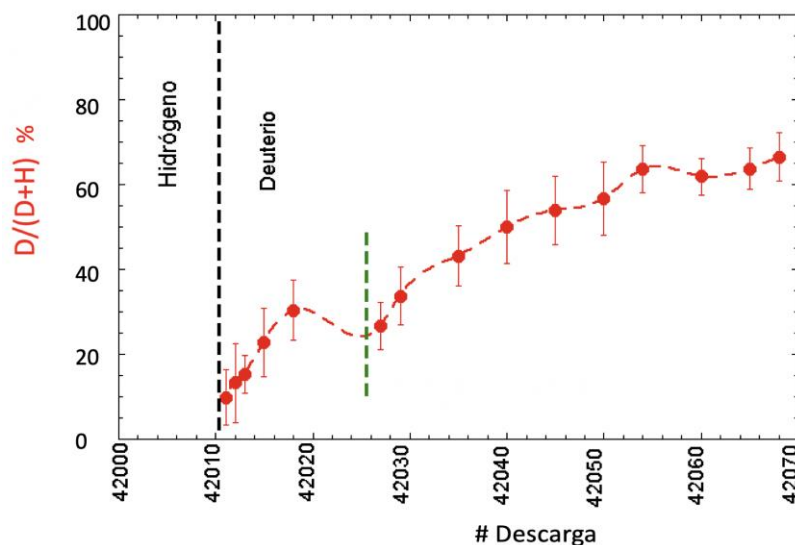


Fig. 4.6 Evolución de la razón deuterio:(hidrógeno+deuterio) a lo largo de diferentes descargas de plasmas en el dispositivo TJ-II a partir de los espectros adquiridos con el sistema de monitoreo de isótopos de hidrógeno. El día 1 se inicia con hidrógeno y se va sustituyendo paulatinamente por deuterio. Así el día 1 de experimento consistió en las descargas #42011 a #42018. Se continuó el experimento durante el día 2 con deuterio (descargas 42027 a 42068). La barra verde vertical indica el inicio del segundo día de experimento isotópico, #42027.

A continuación, asumiendo que la probabilidad de absorción en la pared es igual para ambos isótopos [231], entonces para las primeras descargas con D_2 del día 1, la contribución de D a la carga de la pared será de 20%, es decir, el reemplazamiento de H por D en la pared se produce lentamente. Antes de iniciar las descargas del día 2 se realizó una descarga fría de unos 30 minutos (tipo *glow discharge*) que debe reducir la carga total de H+D en la pared, pero no en la *ratio*. Esto explica que la contribución inicial de la pared sea menor en las primeras descargas del día 2, por lo que la relación al inicio del segundo día es menor que al final del primer día. Luego, a lo largo del día 2 de experimento isotópico, el proceso de reemplazamiento de H por D en la pared continúa gradualmente. La finalidad de la sustitución de deuterio por hidrógeno como gas de trabajo permite estudiar el aumento del tiempo de confinamiento de impurezas al aumentar la masa del ion del gas de trabajo.

Para la segunda parte del experimento se adquirieron espectros LIBS fuera de plasma, tras la descarga #42068 (8 de abril de 2016) con el sistema dual de espectrómetros: ACTON $\frac{1}{2}$ m y PMA12. Cada uno de los espectros adquiridos con el espectrómetro ACTON $\frac{1}{2}$ m, alrededor de las líneas de Balmer, H_α (656.28 nm) y D_α (656.1 nm), se ajusta como la suma de varias funciones Gaussianas con un método de pasos múltiples descrito en [232] (véase la Fig.

4.7). Primero, se determina el fondo de la señal en un rango del espectro cercano libre de emisión de líneas. En segundo lugar, se realiza un ajuste inicial, con la suma de dos funciones Gaussianas, para encontrar los centros Gaussianos de las líneas H_α (656.28 nm) y D_α (656.1 nm), para descomponer ambos isótopos (H_α y D_α) con el programa *Spectra* [182] y la biblioteca *SciPy* para *Phyton*, según [232]. Comparando los resultados de la relación D/D+H de la Fig. 4.6 (correspondiente al plasma caliente, adquiridos con el sistema de monitoreo de isótopos de hidrógeno McPherson) y de la Fig. 4.7 (pared de la cámara de vacío adquirido con técnica LIBS y ACTON ½ m) se observa que la composición de deuterio alcanza valores de entre el 60-70% en el plasma caliente, mientras que, en la pared, sin plasma, medida mediante LIBS es de alrededor el 20%.

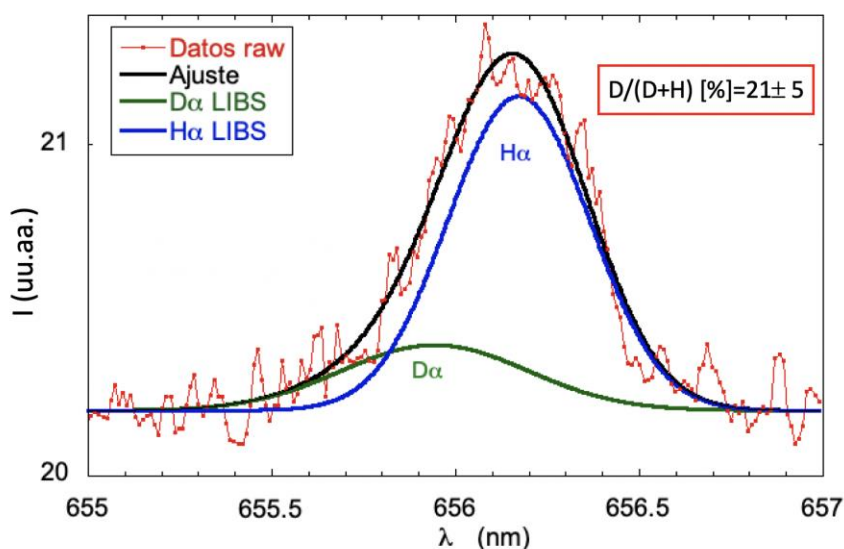


Fig. 4.7 Espectro en torno a las líneas H_α y D_α adquirido con el espectrómetro ACTON ½ m empleando la técnica LIBS sobre la pared de la cámara de vacío tras día y medio de experimento de efecto isotópico. El ajuste se ha realizado con ajuste de múltiples Gaussianas centrado en las líneas H_α y D_α .

Al principio del experimento de intercambio de gas de trabajo, la cantidad de deuterio en la pared es menor comparada con la cantidad de hidrógeno, pero a medida que se van produciendo descargas, el deuterio va reemplazando al hidrógeno. La diferencia entre las medidas de 60-70% con plasma y 20% con LIBS se puede deber a que el D es muy superficial en el recubrimiento de Li mientras que el H ha penetrado más por el mayor tiempo de exposición de la pared al hidrógeno como gas habitual de trabajo, por un lado, y, por otro lado, debido a que cinéticamente el hidrógeno se encuentra más favorecido que el isótopo de deuterio al ser éste más masivo. Con la técnica LIBS el pulso del láser levanta una capa de Li bastante más

gruesa que la capa que proporciona D y H al plasma. Sería deseable poder ajustar la potencia del láser para producir capas de ablación más delgadas.

Cuando el experimento LIBS se llevó a cabo tras varias semanas, de empleo de deuterio, tras unas 68 descargas adicionales de plasma con deuterio (#42069-#42137, 12-13 de abril 2016) la composición de deuterio en el plasma y la pared tendieron a aproximarse, [Fig.4.8](#) (19 de abril de 2016).

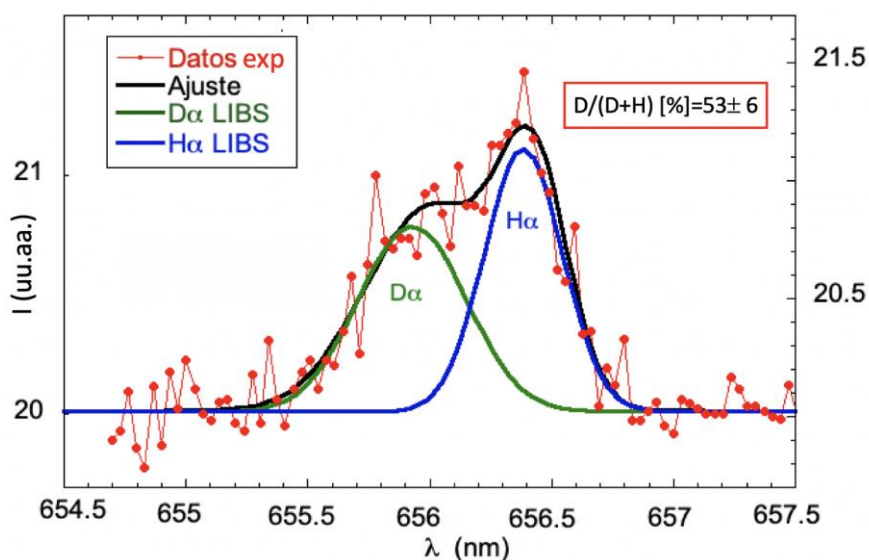


Fig. 4.8 Espectro en torno a las líneas $H\alpha$ y $D\alpha$ adquirido con el espectrómetro ACTON $\frac{1}{2}$ m empleando la técnica LIBS sobre la pared de la cámara de vacío después de 68 descargas adicionales de plasma con deuterio. El ajuste se ha realizado con ajuste de múltiples Gaussianas centrado en las líneas $H\alpha$ y $D\alpha$.

Finalmente, se vuelve a suministrar hidrógeno como gas habitual de trabajo. La [Fig. 4.9](#) muestra la evolución de la relación $D/(D+H)$ en los plasmas calientes a partir de los espectros adquiridos con el sistema auxiliar de monitoreo de isótopos. Se observa cómo la composición de $D/(D+H)$ se reduce desde valores del 50% en el plasma caliente, al principio del experimento de restitución del gas (#42137), cuando todo el abastecimiento se lleva a cabo sólo con hidrógeno; cayendo rápidamente hacia la descarga #42145, hasta alcanzar un valor inferior al 20%, en torno al que se mantiene hasta el final del experimento.

Para explicar la [Fig. 4.9](#) conviene subrayar que al final de la primera parte del experimento la contribución del deuterio procede del gas de abastecimiento y de la pared, mientras que, el hidrógeno proviene solo de la pared. En cambio, en esta segunda fase las condiciones son distintas: inicialmente ya había hidrógeno y deuterio implantado en la pared, de la fase primera

del experimento, pero también había hidrógeno procedente del gas de abastecimiento²³. Por un lado, el hidrógeno del gas de abastecimiento enfría el borde del plasma, al igual que el hidrógeno y deuterio de la pared, que estarán más fríos que el deuterio del centro del plasma, pero, por otro lado, el deuterio del centro del plasma estará totalmente ionizado, por lo que contribuirá levemente a la emisión de D_α . En el plasma pueden convivir especies con diferentes temperaturas que se distribuyen según una función de probabilidad que se rige por la ecuación de Fockker-Plank²⁴ [233] (véase Fig. 3.25). Cuando el plasma contiene una mezcla de H y D, la separación de las componentes espectrales asociadas a los diferentes tipos de neutros de los que proceden los iones es complicada. Estas componentes se designan como fría, térmica y supratérmica²⁵ [234] en función de la energía o temperaturas de los neutros de los que proceden, generalmente por intercambio de carga. Sin embargo, se ha determinado [235] que si se supone que la temperatura es la misma para H_α y D_α y los centros de las líneas también son los mismos, el espectro medido alrededor de 656.3 nm puede ajustarse como la suma de varias funciones Gaussianas con un método de pasos múltiples pasos. En primer lugar, el fondo se determina dentro del rango del espectro donde no hay emisión de H_α o D_α . En segundo lugar, se realiza un ajuste simple con la suma de dos funciones Gaussianas para encontrar los centros Gaussianos H_α y D_α iniciales, como el llevado a cabo en las Fig. 4.7 y Fig. 4.8. A continuación, se realiza un ajuste con la suma de seis Gaussianas para cada una de las componentes fría, térmica y supratérmica de hidrógeno y deuterio. Tres Gaussianas son para emisión de H_α con diferentes temperaturas ($T_1 < T_2 < T_3$) y con el mismo centro H_α , mientras que, las tres Gaussianas restantes, son para la emisión de D_α con el mismo centro D_α y cuyas temperaturas son iguales a las respectivas temperaturas de H_α (T_1 , T_2 y T_3). El ajuste se calcula con la biblioteca *SciPy Python* [232]. Estas premisas, si bien posibilitan diferenciar entre las componentes fría, térmica y supratérmica, no permiten discriminar entre la contribución de la pared y de la válvula, pero, en cambio, ofrecen robustez al análisis, en particular, cuando la separación de las componentes entre deuterio e hidrógeno es compleja. Finalmente, para los datos representados en la Fig. 4.9 se ha promediado entre los valores de las componentes fría y térmica. La caída que se observa

²³ Las razones $D/(D+H)$ no son iguales: en la primera parte del experimento era: $D_{\text{gas}}/(D_{\text{gas}} + H_{\text{pared}})$; mientras que, en la segunda parte, la relación es: $D_{\text{pared}}/(D_{\text{pared}} + H_{\text{pared}} + H_{\text{gas}})$.

²⁴ En interacciones electrostáticas aparece un término colisional que puede definirse según la ecuación de Boltzmann-Maxwell o según la ecuación de Fockker-Planck, que supone un desarrollo en serie aditivo de colisiones sucesivas de pequeño ángulo, adolece de divergencias a largo alcance, pero es muy empleada en el cálculo de coeficientes de transporte.

²⁵ La interacción de los iones supratérmicos con el plasma contribuye al calentamiento. La fuga prematura de los mismos es un efecto perjudicial, ya que su interacción con las paredes de contención del dispositivo induce daño, genera impurezas y pueden ser fuente de inestabilidades magnetohidrodinámicas.

en la razón isotópica es de tipo exponencial. Esto indicaría que el deuterio se libera de la pared más rápidamente de lo que se implanta. La retención de deuterio ha sido estudiada en diferentes dispositivos mediante espectroscopia de desorción térmica. Por ejemplo, Tanabe [236] estima la retención de deuterio en futuros reactores de fusión, por encima del 10% y subraya la retención de tritio en los materiales de dispositivos con paredes de wolframio. Sin embargo, recientes estudios llevados a cabo por [237] aplicando la técnica LIBS en muestras de deuterio diborado, estiman que la retención de deuterio puede alcanzar el 60% y la de hidrógeno el 22%, siendo el resto boro.

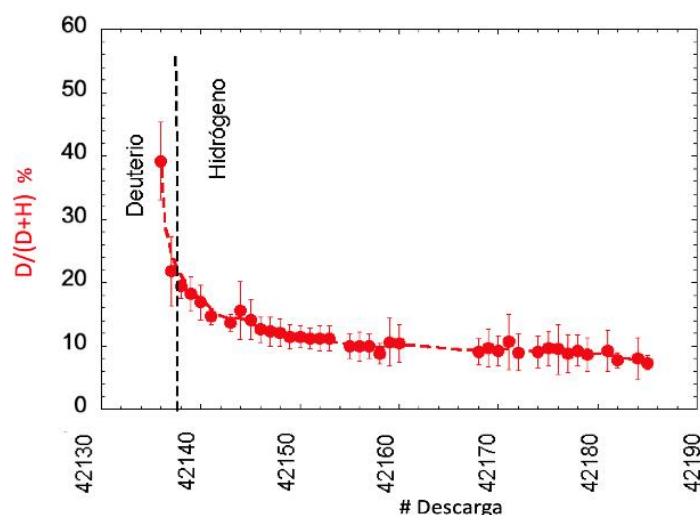


Fig. 4.9 Evolución de la razón deuterio:(deuterio+ hidrógeno) a lo largo de una serie de 48 descargas de plasma en el dispositivo TJ-II a partir de los espectros adquiridos con el sistema de monitoreo de isótopos de hidrógeno, al implantar hidrógeno como gas de trabajo, tras el experimento con deuterio. En la descarga #42137 se implanta hidrógeno como gas de trabajo, tras el experimento con deuterio.

Los resultados obtenidos mediante la técnica LIBS en el TJ-II y ponen de manifiesto la potencialidad de la técnica y su relevancia en futuros reactores de fusión para monitorizar la composición isotópica de la pared.

4.2. EXPERIMENTO LIBS PARA DETERMINAR LA EFICACIA DE LA BORONIZACIÓN

Otra de las aplicaciones de la técnica LIBS es determinar la eficacia de la deposición parcial de boro en la pared de la cámara de vacío para complementar y dar soporte a las técnicas de espectroscopia de masas. Habitualmente el tratamiento de boronización para el acondicionamiento de la pared del TJ-II se lleva a cabo mediante la evaporación simultánea de 0.5 g de o-carborano ($C_2B_{10}H_{12}$) en cada uno de los 4 hornos localizados en el interior de la

cámara de vacío [238] en las posiciones A4, B4, C4 y D4 SIDE durante una descarga de helio. Debido a las inhomogeneidades microscópicas de los materiales, el hidrógeno puede quedar capturado entre átomos intersticiales, posiciones con dislocaciones, etc. Por un lado, el atrapamiento²⁶ de isótopos de hidrógeno fomenta la retención de tritio en paredes de futuros reactores de fusión, esta captura de isótopos puede, por un lado, comprometer la integridad de las paredes de la cámara de vacío y, por otro lado, suponer un problema de seguridad importante si se excede el límite permitido de tritio. Aunque, por otro lado, el atrapamiento también puede tener efectos beneficiosos si lo que se capturan son elementos como el oxígeno. Por ejemplo, el efecto de su atrapamiento entre el boro y el carbono de la pared de la cámara de vacío, debido a la boronización favorece que las moléculas que contienen oxígeno (O_2 , H_2O , CO , CO_2) desaparezcan del espectro de gases residuales²⁷ [238].

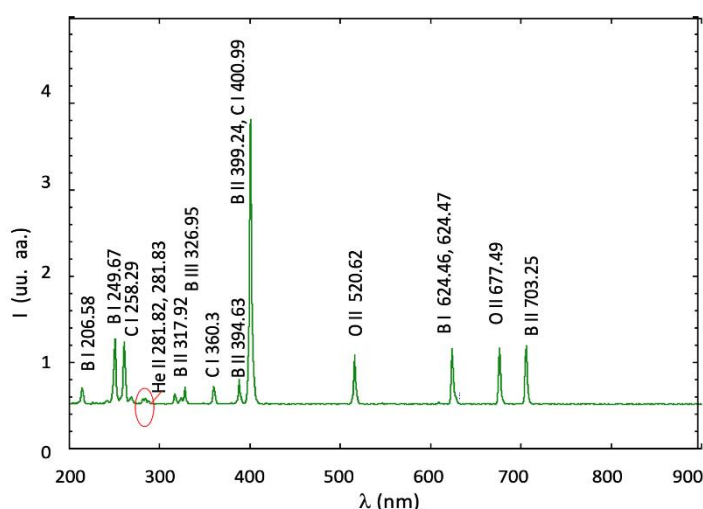


Fig. 4.10 Espectro adquirido con el espectrómetro PMA12 durante la boronización de la cámara de vacío con derivado o-carborano.

Con la intención de poder identificar las especies debidas a la utilización del compuesto o-carborano empleado en la boronización, se adquiere un espectro con el PMA12 durante la boronización, recogido en la [Fig. 4.10](#), donde se identifican las líneas de B I (249, 624.46 y 624.47 nm), B II (317.92, 394.63, 399.24 y 703.25 nm), B III (206.7, 326.95 nm), C I (258.29,

²⁶Atrapamiento: Debido a las inhomogeneidades microscópicas de los materiales, el hidrógeno puede quedar capturado entre átomos intersticiales, posiciones con dislocaciones, etc. El atrapamiento de isótopos de hidrógeno fomenta la retención de tritio en paredes de futuros reactores de fusión.

²⁷ El analizador de gases residuales o RGA (*Residual Gas Analyzer*) consta generalmente de un espectrómetro de masas, una sonda cuadrupolo, cuyo sensor se coloca dentro de la cámara de vacío, y la unidad de control electrónico. Las moléculas de gas residual se ionizan previamente, creándose una corriente de electrones que se acelera y se dirige a las moléculas de gas. Debido a estos impactos, cualquier ion producido presenta una relación característica de masa/carga relacionada con la masa de la molécula precursora y el estado de ionización del ion, lo que permite determinar la presencia de masas concretas.

360.3 y 400.99 nm) y O I (520.62 y 677.49 nm). Además, se observa la presencia de una banda de baja intensidad entre 280-285 nm posiblemente atribuible a moléculas de hidrógeno, radicales hidroxilo o a helio como sustrato de la descarga, residuales.

Para la comprensión del experimento se ha dividido éste en dos fases, una primera en la que se adquieren espectros LIBS de manera secuencial al llevar a cabo disparos repetidos y una segunda fase en donde se adquieren espectros LIBS tras un solo disparo previo/posterior a la boronización parcial. Para facilitar al lector la cronología del experimento se adjunta la [tabla 4.1](#), donde se muestran las diferentes actuaciones llevadas a cabo en la cámara de vacío y la secuencia del experimento.

Fecha	Actuación	Descargas	Figuras
29-enero-2019	B+Li/LIBS		
29-enero-14-febrero	Operación de plasma	#47838-#47983	
20-febrero-2019	LIBS/B parciales/LIBS (1ª fase: disparos secuenciales)		4.10-4.12
27-febrero-21-marzo	Operación de plasma	#47983-#48309	
26-marzo-2019	LIBS/B parciales/LIBS (2ª fase: 1 sólo disparo láser)		4.13-4.16
26-marzo-2019	B+Li/LIBS		
27-marzo-23-abril	Operación de plasma	##48310-#48562	

Tabla 4.1 Secuencia de intervenciones llevadas a cabo en relación al experimento de boronización parcial de la pared de la cámara de vacío.

Primera fase del experimento:

El *stellarator* TJ-II ha sido operado con diferentes acondicionamientos de primera pared desde su inicio [239]. En la campaña experimental 2007-08, se probó el acondicionamiento de la pared con boro dado su bajo reciclaje y bajo número atómico, y, posteriormente, se realizó una técnica de recubrimiento de litio *in-situ* basado en la evaporación al vacío de cuatro hornos, simétricamente espaciados y orientados tangencialmente al recipiente de vacío en el plano ecuatorial de la máquina. En la actualidad, normalmente se lleva a cabo una boronización y, posteriormente, uno o varios litiados.

Con la finalidad de observar el estado de la pared previo a la boronización, se toman varios espectros LIBS de referencia antes de comenzar el acondicionamiento de la cámara. Los resultados se recogen en la [Fig. 4.11](#) que muestra la secuencia de 4 espectros LIBS antes de una boronización parcial (20 febrero 2019). En el primer espectro se identifican líneas de litio neutro (Li I 460.3, 497.17, 610, 670 y 812.7 nm) y de boro (B I 249.67 y B II 345.14 y 412.2 nm),

procedentes del litio y del boro de acondicionamientos anteriores. En el espectro ampliado de la [Fig. 4.11](#) se observa cómo van disminuyendo las intensidades de las líneas de litio neutro, es decir, los disparos del láser eliminan el recubrimiento de litio paulatinamente de la pared. En contraste, las intensidades de las líneas de boro aumentan, es decir, al quitar la capa superior de litio se expone una capa inferior procedente del recubrimiento de boro anterior de la pared. Además, con el aumento de disparos del láser es posible que se empiece a exponer la capa superior del acero inoxidable del *hardcore*. Obsérvese cómo la intensidad de las líneas de litio disminuye a medida que aumenta el número de disparos, debido a que se va desorbiendo más litio y se va gastando la capa depositada.

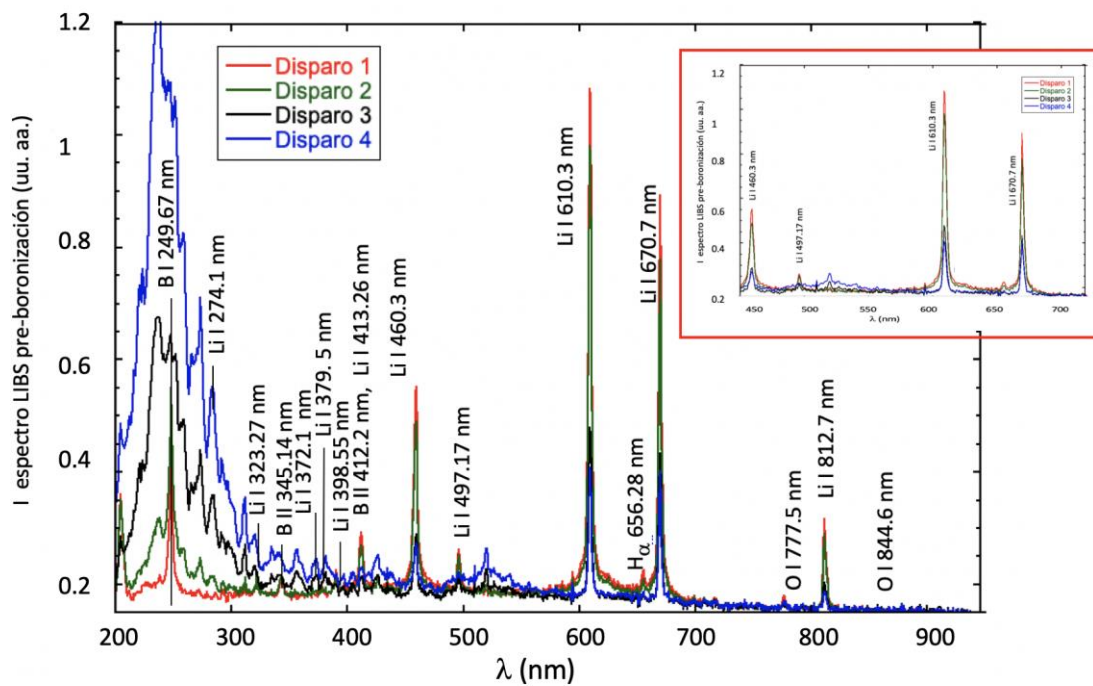


Fig. 4.11 Cuatro espectros LIBS, en el rango 200 a 950 nm, obtenidos previamente a una boronización de la pared de la cámara de vacío del stellarator TJ-II. Se anotan las longitudes de onda de las líneas espectrales identificadas.

Se identifican líneas espectrales de O I 775.1 y 844.6 nm que probablemente son emitidas por el agua absorbida por las capas. Se nota que el espectro en el rango entre 200 y 350 nm se hace rico en líneas y estructuras (bandas anchas debido a moléculas) que son difíciles de identificar con la resolución espectral del sistema, y que son debidas a que las impurezas que son removidas de la pared. Aparece una banda entre 470 y 570 nm, posiblemente relacionada con espectros moleculares del carbono (bandas de Swan de CO^+ , CO^{2+} , CH^+ , ...) [240]. En el primer disparo (rojo) la línea de B I 249.57 nm, que aparece claramente identificada hasta el

segundo disparo, corresponde, por tanto, al boro que se desorbe de la pared. Sin embargo, tras el segundo disparo, la estructura intensa de líneas que aparece entre 200 y 300 nm de impurezas que se remueven impide rastrear el boro neutro desorbido de la pared. A continuación, se procede a la boronización de la cámara con el horno situado en un sector próximo, A4 SIDE, depositando 0.5 g de o-carborano ($C_2B_{10}H_{12}$) y aplicando una corriente de 1.9 A durante 30 minutos, donde la temperatura se mantiene a 60 °C durante los 10 primeros minutos y se aumenta a 90 °C los 20 minutos restantes. En este experimento se adquieren espectros LIBS secuenciales unos 5 minutos después de terminar la boronización. En primer lugar, comparando las Figs. 4.11 y 4.12, se observa que las intensidades de las líneas más intensas de Li I (610.3 y 670.7 nm) desde el disparo 5 no han disminuido con respecto al disparo 4 y que las intensidades de la línea principal de B I (249.67 nm) no han aumentado después del acondicionamiento: ha disminuido la intensidad del pico ancho alrededor de 249 nm y donde se encuentran líneas de boro: B II 239.5 y B III 241.48 nm.

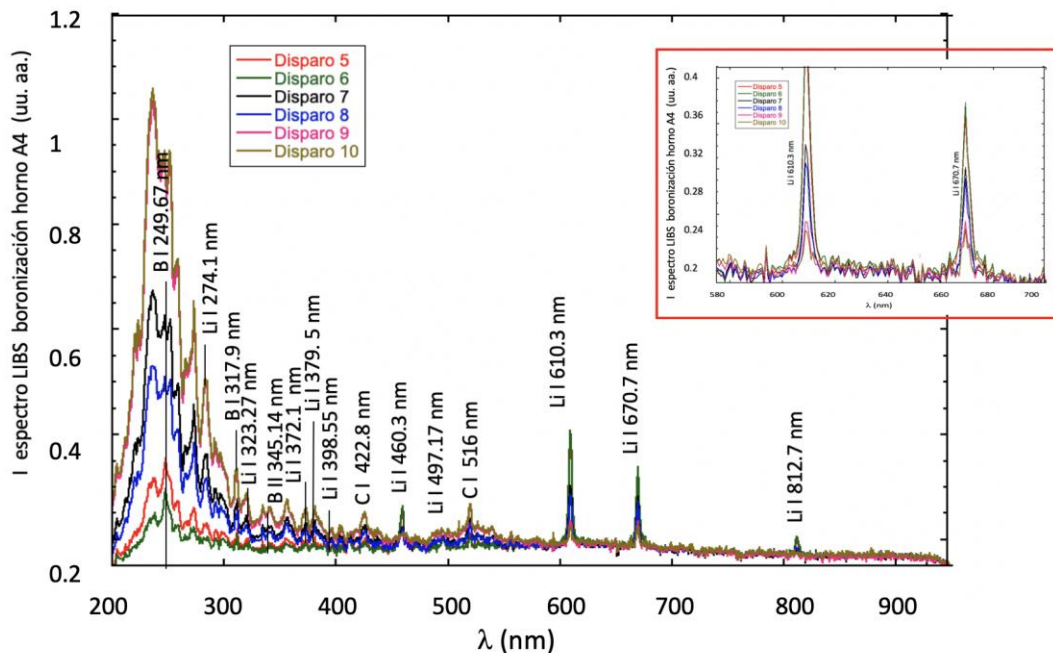


Fig. 4.12 Seis espectros LIBS, en el rango 200 a 950 nm, obtenidos tras la boronización de la pared de la cámara de vacío del stellarator TJ-II con el horno del sector A4. Se anotan las longitudes de onda de las líneas espectrales identificadas. En el recuadro superior se puede apreciar cómo las líneas más intensas del litio.

Seguidamente, a partir del disparo 7 se observa que las intensidades de las líneas de Li I se reducen y las de B I se aumentan a medida que se va ablacionando el recubrimiento de la pared. Esto indicaría que la capa de litio está siendo removida por completo y que la

boronización que se realizó fue insuficiente, posiblemente por usar un único horno (recuérdese que se lleva a cabo habitualmente con 4 hornos). La insuficiencia de acondicionamiento también explicaría la aparición de líneas procedentes de impurezas, como carbono neutro (C I 497.17 y 516 nm), y el crecimiento en la intensidad de la banda de líneas entre 200 y 350 nm.

Nuevamente se repitió la boronización de la cámara con la misma cantidad de o-carborano, con las mismas condiciones de corriente, temperatura y con los mismos tiempos que en la boronización anterior, pero esta vez usando el horno situado en el sector D4. Se adquieren de nuevo espectros LIBS secuenciales transcurridos 5 minutos de la boronización, los resultados se recogen en la [Fig. 4.13](#), observándose que tanto las líneas del litio como las de boro prácticamente han desaparecido por completo del espectro, lo que indicaría que el recubrimiento debido a la boronización y litiado ha sido eliminado y desprendiéndose, así mismo, impurezas cuyas líneas se mezclan haciendo imposible su identificación clara y precisa.

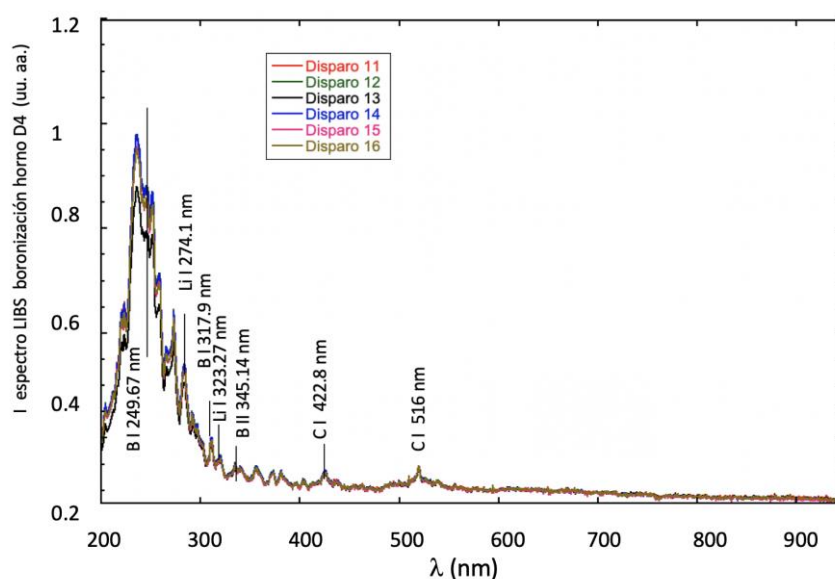


Fig. 4.13 Seis espectros LIBS, en el rango 200 a 950 nm, obtenidos tras la segunda boronización de la pared de la cámara de vacío del stellarator TJ-II con el horno del sector D4. Se anotan las longitudes de onda de las líneas espectrales identificadas.

La conclusión aquí es que la boronización parcial no resulta exitosa para el sector A1. De haber sido exitosa, el recubrimiento de boro habría cubierto completamente la capa subyacente de litio y debería observarse una presencia mucho menor de litio en el espectro LIBS posterior a la boronización; sin embargo, se observa que esto no sucede porque entre el último disparo previo a la boronización (disparo 4 [Fig. 4.10](#)) y el primer espectro tras la boronización parcial (disparo 5 [Fig. 4.11](#)) las líneas de Li I (610.3 y 670.7 nm) no cambian su intensidad relativa. Esto se corrobora con la [Fig. 4.12](#) donde a partir de los disparos 11 y sucesivos no se logra

observar la presencia de litio, lo que indicaría que toda la capa del recubrimiento ha sido removida, a pesar de haberse llevado a cabo una segunda boronización parcial en el sector D4.

Segunda fase del experimento:

La segunda parte del experimento consiste en repetir el proceso completo para comprobar si se trata de un comportamiento sistemático. Tras una boronización completa y un litiado el 26 de febrero de 2019 y tras 325 descargas de plasma (#47984-#48310), se procede el 26 de marzo de 2019 a llevar a cabo el experimento con boronizaciones parciales en los diferentes sectores de la máquina. El experimento consiste en, primero, adquirir un espectro LIBS previo a la boronización. Segundo, boronizar la pared de la cámara de vacío de manera parcial, depositando nuevamente 0.5 g de o-carborano comenzando en el horno de sector A4 y en los hornos en sectores D4, C4 y B4 posteriormente, bajo las mismas condiciones. Finalmente, a diferencia de la primera fase del experimento, aquí se adquirirá un sólo espectro LIBS tras cada una de las boronizaciones parciales. La [Fig. 4.13](#) muestra la secuencia de espectros. El primer espectro LIBS (azul) corresponde al estado de la pared de la cámara de vacío previo a la boronización parcial, en él aparecen líneas de boro, B I (249.67 nm), B II (291.8, 312.96, 345.14 y 412.2 nm) y de litio, Li I (274.1, 323.27, 460.3, 610.3, 670.7 y 812.7 nm). Su presencia se explica por el acondicionamiento de la cámara de vacío el 26 de febrero de 2019. Tras la boronización en el sector A4, en el espectro LIBS se observa una caída en las intensidades de las líneas de Li I (610.3, 670.7 y 812.7 nm) y un aumento en las intensidades de la línea más intensa de B II (345.14 nm); se ha elegido esta línea para seguir la evolución de la boronización, dado que está libre de contaminación de otras líneas y algunas de las otras líneas de boro pueden confundirse con líneas de otras impurezas ablacionadas de la pared. Este comportamiento explicaría que la boronización resulta eficaz, ya que tras el recubrimiento parcial de boro el litio subyacente queda cubierto, por lo que al ablacionarse, la intensidad de las líneas de litio es menor. Esta observación es sistemática, es decir, se repite para la boronización en C4 (LIBS 4, [Fig. 4.14](#)).

En cambio, cuando tras la boronización en D4, el espectro LIBS (negro) se adquiere transcurrida una hora en lugar de 5 minutos después, se observa un comportamiento diferente ([Fig. 4.14](#)). Es decir, las intensidades de las líneas de boro decrecen y las intensidades de las líneas de litio aumentan. Este aumento en la intensidad de las líneas de litio puede observarse en la ampliación de los espectros en la región entre 580 y 700 nm que recoge la [Fig. 4.15](#). Este fenómeno se explicaría por la difusión superficial del litio y del oxígeno (podrían formar óxido de litio, Li_2O) adyacentes a la zona ablacionada que recubrirían el cráter abierto por LIBS ([Fig. 4.14](#)), y siendo insuficiente la capacidad del boro para cubrir el cráter ablacionado. Se producirían desplazamientos de átomos de litio entre las diferentes posiciones energéticamente

favorables para la adsorción y se iría ocupando el hueco dejado por la ablación; este fenómeno de difusión es dependiente del tiempo, lo que explica que se manifieste transcurridos 60 minutos y no aparezca inmediatamente en los espectros adquiridos a los 5 minutos [241].

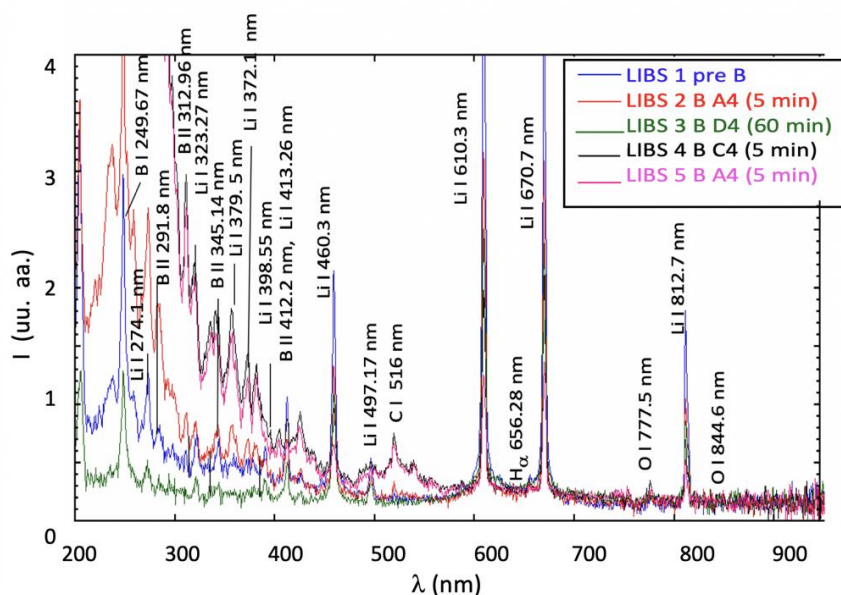


Fig. 4.14 Espectros LIBS, en el rango entre 200 y 950 nm, obtenidos con anterioridad a la boronización parcial (azul) y posteriores a cada una de las boronizaciones parciales en los hornos ubicados en los sectores A4 (rojo), C4 (negro) y B4 (morado), adquiridos a los 5 minutos de dichos tratamientos, y transcurridos 60 minutos D4 (verde) de la boronización en el sector C4 (verde) SIDE. Se notan las longitudes de onda de las líneas espectrales identificadas.

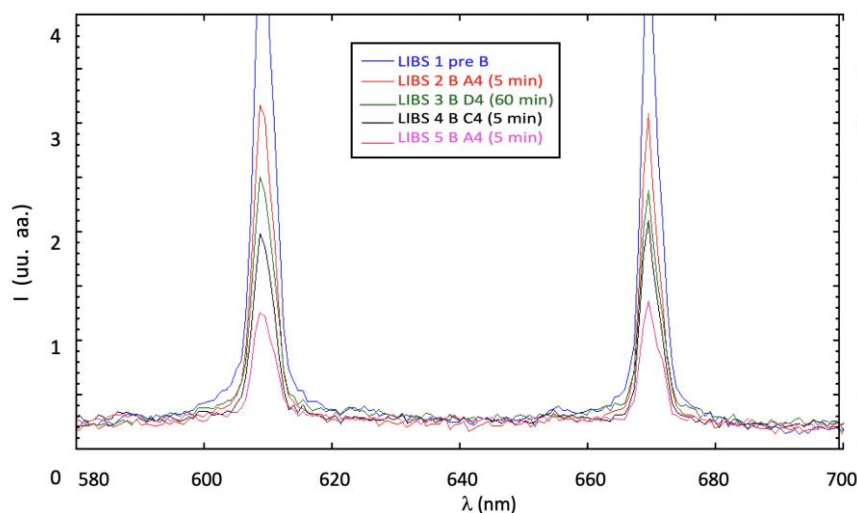


Fig. 4.15 Ampliación de los espectros LIBS de la Fig. 4.13. Los números 1-5 indican el orden en que han sido adquiridos dichos espectros.

Otra posible explicación es el fenómeno denominado *creep* o deformación por fluencia lenta. Se trata de una deformación que evoluciona con el tiempo a tensión constante, significativa en metales a partir de valores entre 0.3 y 0.4 veces la temperatura de fusión del metal. El *creep* es tanto mayor cuanto menor sea dicha temperatura, ya que la velocidad de deslizamiento o deformación por fluencia, v_{creep} [m s^{-1}] viene dada por la expresión:

$$v_{creep} = \frac{d\varepsilon}{dt} \propto e^{-\left[E_{act}/RT_f\right]}, \quad (\text{Ec. 4.1})$$

siendo E_{act} la energía de activación del *creep* [J]; R , la constante de los gases ideales [$R=8.314 \text{ J mol}^{-1}$], y T_f la temperatura de fusión del metal [K]. Para el litio la temperatura de fusión es de 0.016 eV mientras que para el boro el valor es de 0.18 eV. Por tanto, esto explicaría que se produzca un fenómeno de *creep* que afecte al litio y no al boro y debido, posiblemente a la temperatura local de la cámara de vacío en el punto de ablación tras la boronización.

Para comprender el fenómeno, los resultados se comparan con los obtenidos con el espectrómetro-analizador de masas de alto vacío tipo cuadrupolar. La técnica de espectrometría de masas se sustenta en la obtención de espectros de iones a partir de moléculas en fase gaseosa que se separan en función de su masa y carga. La [Fig. 4.16](#) muestra las presiones parciales de las masas 28 (atribuible a N_2 o a CO) y 32 (O_2), separados por sectores donde tiene lugar las boronizaciones parciales en los diferentes hornos. En este experimento se asume que la masa 32 se atribuye a la molécula de O_2 y que la masas 28 puede relacionarse con la molécula CO debido a la presencia de o-carborano en la composición de la sustancia empleada en la boronización ([Fig. 4.10](#)).

Contrastando los resultados de la [Fig. 4.15](#) con los datos observados en la [Fig. 4.16](#) se aprecia un mantenimiento o ligero decrecimiento de la señal de oxígeno residual (masa 32) durante cada boronización parcial, pero posteriormente esta señal se incrementa con el tiempo después de que la boronización termina, ocurriendo lo contrario con la masa 28 correspondiente al carbono, que decrece durante y después de la boronización. Este crecimiento es igual en términos de pendiente en el intervalo temporal posterior a la boronización en el horno D4 (120-200 minutos), por lo que puede relacionarse con un fenómeno dependiente del tiempo y no relacionado con la localización del horno en particular, posiblemente sería igualmente observable en los otros hornos si se aumentase la ventana temporal. Este incremento en la presencia de la masa 32 podría tener relación con la evolución temporal (diferencias entre el espectro LIBS a los 5 minutos y a los 60 minutos) de la película depositada sobre la pared de la cámara de vacío. Esto sustentaría la explicación de que tenga lugar la formación de óxidos metálicos que contribuyan al aumento de la señal de litio cuando el espectro se adquiere

transcurrido un tiempo mayor. Seguidamente, el experimento de boronización y adquisición de los espectros LIBS posteriores se reprodujo en las mismas condiciones, boronizando en C4 y adquiriendo espectro a los 15 minutos y boronizando en D4 y adquiriendo el espectro a los 30 min. Se observa que a los 15 minutos el espectro es ligeramente superior, es decir, se observa una recuperación de la capa de litio. Y a los 30 minutos la recuperación es muy similar a la observada transcurridos 60 minutos. En la [Fig. 4.17](#) (azul celeste y gris) se muestran los espectros LIBS de Li I correspondientes a las boronizaciones parciales y se observa cómo van disminuyendo estas líneas al cubrirse el recubrimiento de litio por la capa de boro.

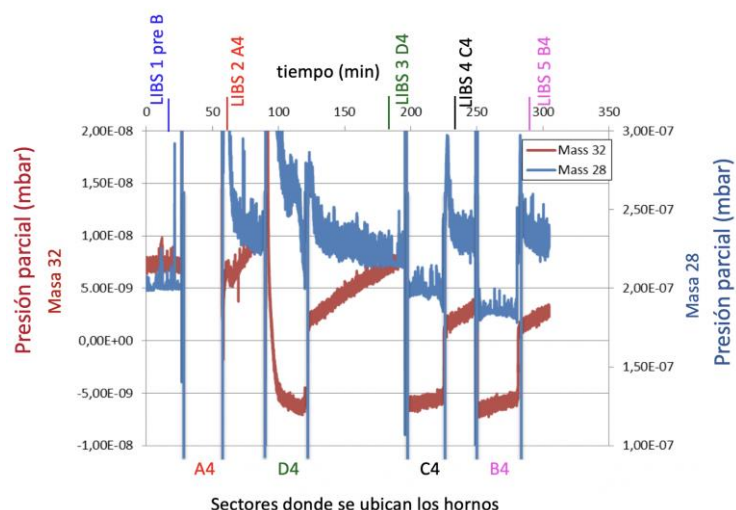


Fig. 4.16 Evolución de las presiones parciales de las masas 32 y 28 atribuidas a carbono y oxígeno respectivamente, frente al tiempo en minutos (escala temporal superior) para las boronizaciones parciales en los sectores A4, D4, C4 y B4 (escala inferior). Se etiquetan los intervalos en los que se adquieren los espectros LIBS de la segunda fase del experimento [242].

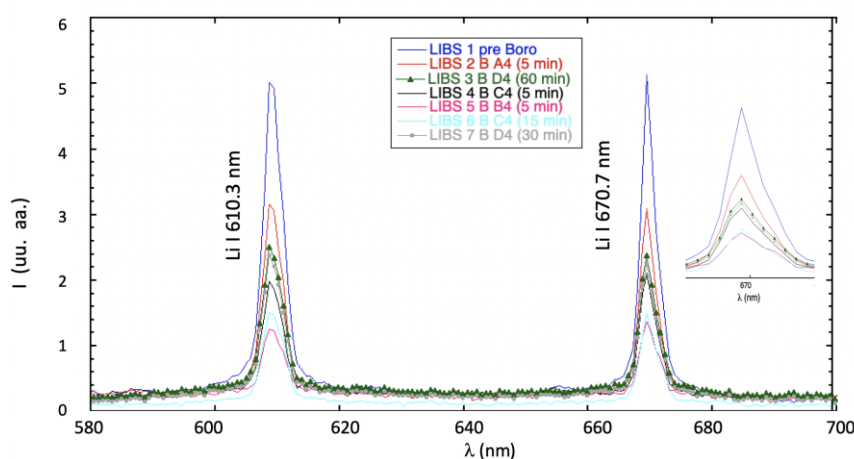


Fig. 4.17 Espectros LIBS en el rango de 600 a 700 nm. adquiridos antes de la boronización parcial (1) a los 5 min de la boronización (2, 4 y 5), a los 15 min (6), a los 30 min (7) y 60 min (4)

posteriores a la boronización. Los números 1-7 indican el orden en que han sido adquiridos dichos espectros.

En los espectros adquiridos antes de transcurridos 15 minutos no se observaron diferencias significativas, esto es, antes de transcurridos los 15 minutos, tras la boronización, las líneas de litio decrecen, mientras que transcurrido ese tiempo es cuando se observa en el espectro LIBS el crecimiento de las líneas de litio, siendo más acusado a los 30 minutos que a los 15, y similar transcurrida una hora entre la boronización y la adquisición del espectro LIBS. Se observa, por tanto, que la evolución de la capa de litio ablacionada tras la boronización es un fenómeno proporcional al tiempo, hasta que se alcanza un límite en el que se estabiliza.

Transcurridos varios días de operación del TJ-II (26 de marzo al 23 de abril 2019) y con unas 250 descargas de plasma (48310-#48561), se procede a volver a boronizar y litiar de manera no parcial la pared de la cámara de vacío, con los 4 hornos simultáneamente (23 de abril de 2019).

A continuación, se adquirieron espectros LIBS ([Fig. 4.18](#)). De la observación de la [Fig. 4.18](#), teniendo en cuenta que los espectros LIBS se adquirieron en iguales condiciones (tiempo de integración, potencia del láser, etc), se aprecia que el proceso no restaura los valores de boro y litio a los niveles establecidos al final de la campaña anterior (18 de diciembre de 2018), pero sí se recuperan ambas especies, es decir, los niveles de litio y boro son mayores, aunque no alcanzan el nivel del comienzo de la campaña tras la boronización y litiado recientes. Una explicación por esta observación sería que la capa de boro se deposita adecuadamente sobre la capa actual de litio de la pared, aunque la campaña de plasma también interfiere y deja especies de impurezas adheridas.

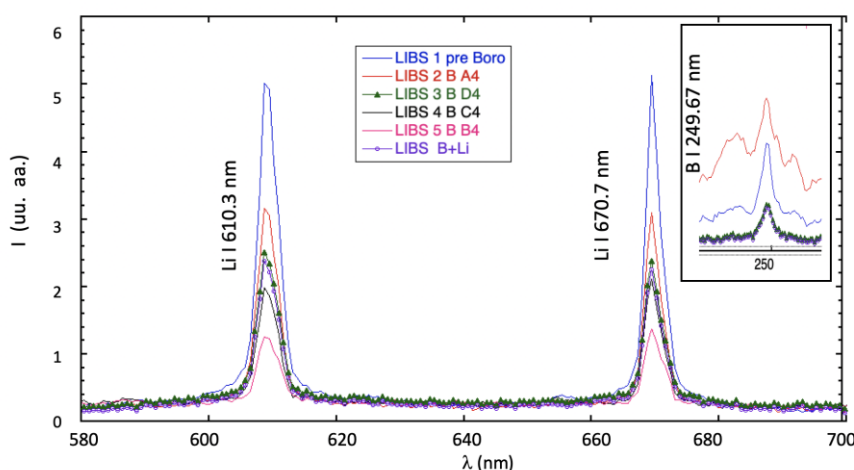


Fig. 4.18 Ampliación de las líneas espectrales de Li I obtenidos mediante LIBS de la [Fig. 4.14](#) y el espectro LIBS adquirido después de la boronización y litiado completos de la cámara de vacío (malva).

Finalmente, se puede concluir que las boronizaciones parciales son menos eficientes que las boronizaciones completas, pero, además, para que los espectros LIBS proporcionen información sobre el estado de la pared no han de adquirirse de manera secuencial, ya que esto, como se ha visto en la primera fase del experimento remueve las especies y el cráter que se forma no es recubierto por el tratamiento de boronizado. De la segunda fase del experimento se desprende que las boronizaciones parciales son eficientes y para su análisis mediante LIBS se han de adquirir espectros secuenciales pero espaciados en el tiempo, de manera que se pueda observar la evolución de la capa depositada.

Análisis cuantitativo de los espectros LIBS.

El empleo de la técnica LIBS *in-situ* como método analítico para la detección de isótopos de hidrógeno en la pared de la cámara de vacío resulta atractivo de cara al desarrollo de los futuros reactores de fusión, como se ha visto en epígrafes anteriores. De igual manera, se entiende la necesidad de desarrollar una técnica sencilla que posibilite la calibración absoluta del sistema. Un primer paso para obtener una calibración absoluta sería conocer el espesor de la capa de litio depositada. Para ello se requeriría, en primer lugar, la instalación de un manipulador con una muestra en la posición A1 BOTTON del TJ-II, introduciendo una muestra de espesor conocido (que además pudiera extraerse para analizar mediante perfilometría el espesor depositado en el litiado) y, en segundo lugar, llevar a cabo una serie de disparos de láser secuenciales. Para determinar la cantidad de litio ablacionada, se dispararía secuencialmente hasta alcanzar el sustrato. Conocido el espesor de litio de la capa depositada se podría determinar qué número de disparos se requiere para desorberla completamente y, por otro lado, midiendo la profundidad de los cráteres ablacionados en la muestra de espesor conocido, mediante perfilometría, se podría obtener la tasa de ablación. Esta tasa va a depender principalmente del potencial de ionización del material ablacionado, de la fluencia y parámetros específicos del láser, de las propiedades del recubrimiento, etc., por lo que será específico para cada elemento, pero conocidos los datos para el litio se podría hacer una extrapolación.

A continuación, se procedería al litiado de rutina y se ablacionaría de nuevo la capa fresca de litio depositada sobre la pared de la cámara de vacío, hasta que las líneas de litio resultaran indistinguibles del ruido del detector. De esta manera, se podría hacer una extrapolación del litio depositado en el litiado de la cámara de vacío al comparar el número de disparos necesarios para no distinguir las líneas de litio en los espectros LIBS de la pared con los espectros LIBS del sustrato de espesor conocido. En un intento de comprobar la viabilidad de este método de calibración, se ha llevado a cabo una secuencia de disparos láser sobre la pared de la cámara de vacío recién litiada (29 de enero de 2019 y 26 de febrero de 2019) con un intervalo inferior a 2

min, para evitar la redeposición del litio por difusión, manteniendo la configuración y la potencia del láser. Para determinar qué número de disparos se requiere para que la capa de litio desaparezca totalmente, se observan las líneas más intensas del espectro LIBS hasta que desaparezcan, estos espectros se recogen en la Fig. 4.19. Se observa que se necesitan alrededor de 15 disparos para que las líneas de litio ($\lambda = 610.3$ y $\lambda = 670.7$ nm) desaparezcan del espectro LIBS. Estos resultados se recogen en la Fig. 4.19.a) para la línea $\lambda = 610.3$ nm y 4.19.b) para la línea $\lambda = 670.7$ nm. El seguimiento de las líneas espectrales de boro sólo puede llevarse a cabo para el estado de ionización de B II 628.6 nm.

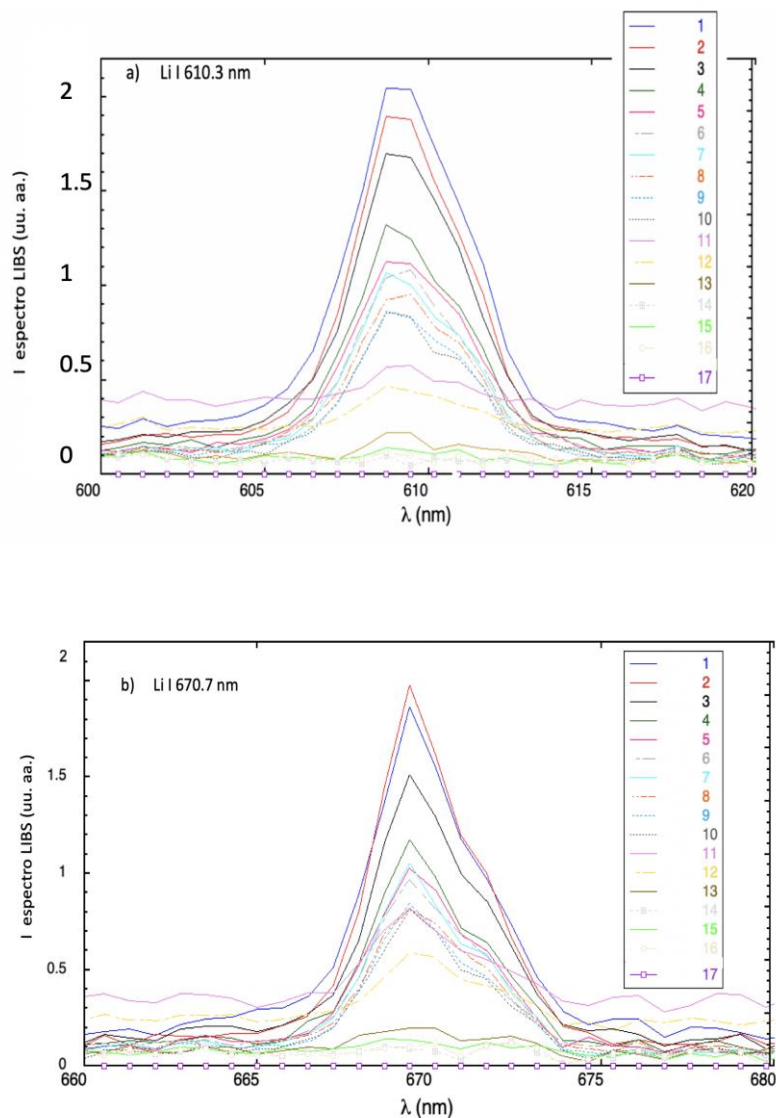


Fig. 4.19 Espectros LIBS secuenciales de las líneas espectrales de Li I a) $\lambda = 610.3$ nm y b) $\lambda = 670.7$ nm adquiridos tras el litiado y boronización de la pared del TJ-II. El número indica el orden en la secuencia de disparos.

En la [Fig. 4.20](#) se muestran los espectros LIBS secuenciales de las líneas de B II 628.6 nm y Li II 548.57 nm, cuyas intensidades relativas comparadas con las intensidades de las líneas de Li I 610.3 y 670.7 nm representan dos órdenes de magnitud menos, por lo que a partir del disparo n° 7 ya no se pueden diferenciar del fondo, teniendo en cuenta la incertidumbre en la medida. Para mayor claridad de la gráfica sólo se muestran los espectros correspondientes a los 7 primeros disparos de estas dos líneas espectrales.

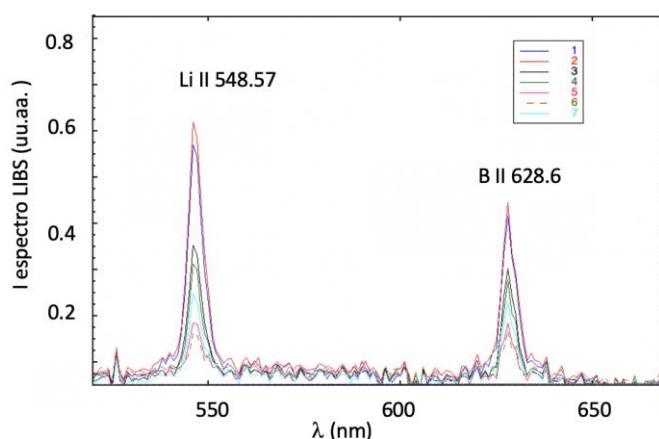


Fig. 4.20 Espectros LIBS secuenciales de las líneas de Li II ($\lambda = 548.57$ nm) y B II ($\lambda = 628.6$ nm) adquiridos tras el litiado y boronización de la pared del TJ-II. El número indica el orden en la secuencia de disparos.

En la [Fig. 4.21](#) se representa la evolución de las integrales bajo la curva de intensidades de las líneas espectrales intensas de litio Li I 610.3 y 670.7 nm y débiles Li II 548.57 nm y B II 628.6 nm, donde se observa una tendencia de decaimiento logarítmico similar para todas líneas espectrales. Esto indica que el ritmo de variación de la intensidad es proporcional a la cantidad presente, por lo que al ablacionar de manera secuencial la capa de litio de la pared, en cada disparo la cantidad de litio que puede desorberse es menor. Por esta razón, la caída de la primera parte de la curva es rápida, hasta los disparos 7-8.

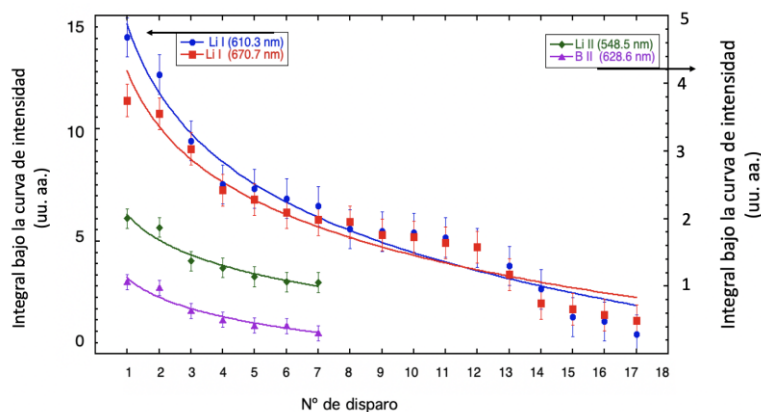


Fig. 4.21 Evolución de las integrales de las curvas de intensidades de las señales LIBS para las líneas espectrales en función del número de disparo a partir de los espectros de las [Fig. 4.19](#) y

Fig. 4.20: Li I 610.3, 670.7 nm y Li II 548.57 nm y B II 628.6 nm adquiridos tras el litiado y boronización de la pared del TJ-II.

A medida que la cantidad de litio disponible en la capa a ablacionar es menor, la tasa de variación es menor. Además, parece que hubiera otra tendencia, a partir del disparo 13, en las líneas espectrales de Li I 610 y 670 nm, en la cola de la curva, donde el decaimiento es muy rápido, posiblemente debido, por un lado, a la baja resolución espectral del espectrómetro y, por otro, a que se hacen indistinguibles las curvas de intensidad en relación al fondo como se aprecia en la Fig. 4.19. Durante el tiempo de la tesis no se ha podido introducir el manipulador con la muestra de litio de espesor conocido en el TJ-II por razones técnicas. Sin embargo, se ha determinado que se podría utilizar la ventana A1 BOTTOM, (Fig. 4.22), quedando como futura tarea que se puede realizar.

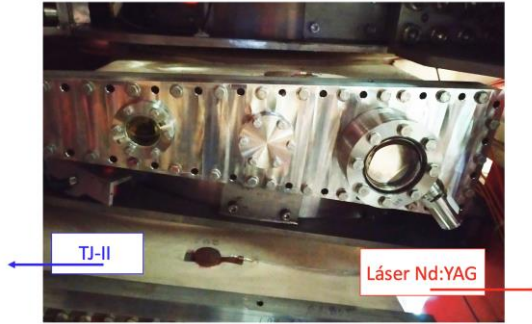


Fig. 4.22 Vista inferior del sector A1 BOTTOM donde se observa la brida habilitada con el fin de poder introducir una muestra de espesor conocido para calibrar el LIBS.

En la literatura, se han encontrado técnicas para estimar cuantitativamente la cantidad de sustancia ablacionada, entre ellas destaca el método de aproximación LIBS libre de calibración, (*Calibration Free LIBS Approach*, CF-LIBS o CFLA) [243]. Principalmente, se sustenta en un modelo matemático que describe la emisión del micro-plasma, sin exigir curvas de calibración o muestras de referencia, pero donde el conocimiento de la temperatura y de la densidad del plasma LIBS formado es el punto crucial para poder implementar el modelo. En este método, para caracterizar el plasma LIBS que se forma, se emplea el ensanchamiento Stark (desplazamiento y desdoblamiento de las líneas espectrales debido a la presencia de un campo eléctrico interno). El efecto Stark de primer orden varía linealmente con la intensidad del campo eléctrico, mientras que el efecto Stark de segundo orden varía cuadráticamente con la intensidad del campo. Para calcular la densidad del micro-plasma de ablación se emplea la ecuación [244], [245]:

$$n_e = \frac{\Delta\lambda_{1/2}}{2w} 10^{16}, \quad (\text{Ec. 4.2})$$

donde n_e [cm^{-3}] es la densidad electrónica en del plasma, $\Delta\lambda_{1/2}$ [nm] es la anchura a media altura (FWHA) [nm] de la línea espectral analizada, w es el parámetro de colisionalidad tabulado [246]. O bien, usando la expresión recogida en [247]:

$$FWHA = 0.549 \left(\frac{n_e}{10^{17} \text{cm}^{-3}} \right)^{0.67965}, \quad (\text{Ec. 4.3})$$

de donde se obtendría la siguiente expresión para el cálculo de la densidad, n_e [cm^{-3}]:

$$n_e = \left(\frac{FWHA}{0.549} \right)^{1.4713} \times 10^{17}. \quad (\text{Ec. 4.4})$$

En este epígrafe se pretende llevar a cabo un intento de calibración, no tanto para llegar a resultados concluyentes sino para demostrar la viabilidad de la implementación del método, que deberá ser desarrollado de manera minuciosa disponiendo de recursos más apropiados (espectrómetro con mayor resolución espectral, que permita identificar líneas correspondientes al mismo estado de ionización debidas a diferentes transiciones, y, por tanto, corresponda a diferentes energías, etc.).

En primer lugar, para poder determinar la densidad se utilizarán las líneas de boro B I (208.9 nm) y B II (345.13 nm). Sería deseable poder hacer lo propio con las líneas de litio Li I (460.3, 670.7 nm) y Li II (548.5 nm). Sin embargo, el trabajo de Konjevic *et al.* [248], donde se determina experimentalmente los parámetros w , no contempla datos para litio, así la densidad del litio sólo puede estimarse mediante la [Ec. 4.2](#). En este experimento, aunque se han realizado 10 disparos, en el caso del boro, a partir del tercero la resolución espectral no es suficientemente alta para poder determinar con precisión la anchura a media altura de las líneas espectrales analizadas. Este análisis es un intento de aproximación a lo que se podría llevar a cabo si se mejorase la resolución espectral del sistema. En la [tabla 4.2](#), se recogen los parámetros necesarios para determinar la densidad electrónica, obtenidos experimentalmente a partir de las ecuaciones descritas [Ec 4.2](#) y [Ec 4.3](#). Las líneas estudiadas poseen un perfil que viene determinado por el ensanchamiento Stark, $\Delta\lambda_{stark}$ [nm], que sigue un perfil Lorentziano, y el ensanchamiento instrumental, $\Delta\lambda_{instr}$ [nm], que sigue un perfil Gaussiano. Asumiendo que la anchura instrumental se puede aproximar a la anchura de una lámpara *pen* fría, $\Delta\lambda_{lp}$ [nm], asumiendo que la contribución del plasma frío de la lámpara a la anchura total de línea es nulo o despreciable. Por tanto, el perfil de la línea es un perfil de Voigt, resultante de la convolución de la Gaussiana y la Lorentziana y su anchura, $\Delta\lambda_{voigt}$ [nm], viene dado por la expresión:

$$\Delta\lambda_{1/2} \approx \Delta\lambda_{voigt} \approx \left[\left(\frac{\Delta\lambda_{stark}}{2} \right)^2 + \Delta\lambda_{lp}^2 \right]^{1/2} + \frac{\Delta\lambda_{stark}}{2}. \quad (\text{Ec. 4.5})$$

Espectro	λ (nm) [174]	$\Delta\lambda_{1/2}$ [Ec. 4.5]	n_e ($\times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) [Ec. 4.4]
B I	208.9	2.9	1.2
B II	345.13	2.7	1.04
B II	628.6	2.7	0.8
Li I	460.3	2.5	0.9
Li II	548.57	2.6	0.9
Li I	610.3	2.6	0.9
Li I	670.7	2.5	0.9

Tabla 4.2 *Parámetros para estimar la densidad electrónica del micro-plasma de ablación a partir de los espectros LIBS de las líneas de interés de B I, B II, Li I y Li II. El perfil de la línea $\Delta\lambda_{1/2}$, se obtiene de la Ec. 4.5 y la densidad electrónica, n_e , a partir de la Ec. 4.4.*

Los valores de densidad electrónica recogidos en la [tabla 4.2](#) corresponden a plasmas densos, donde la luz podría ser autoabsorbida por el plasma, probablemente esté sobrestimado este valor, debido posiblemente a la incertidumbre que introduce el ensanchamiento instrumental dada la resolución del espectrómetro.

La temperatura electrónica del plasma LIBS puede determinarse a través de la ley de distribución de Boltzmann, siguiendo el método descrito en [249]. La medida de la temperatura electrónica usando esta técnica espectroscópica requiere que los estados ligados, de las especies que emiten el espectro LIBS, se encuentren en equilibrio termodinámico local. Esto se puede realizar cuando los procesos colisionales de excitación de los electrones ligados a los niveles superiores de los átomos o iones sean más importantes que los procesos radioactivos de decaimiento y recombinación, asunción que ha de hacerse. A continuación, obtenida la densidad, se emplea el método de Saha-Boltzmann derivado de la ecuación de Saha: [247, 249].

$$\frac{N_{i+1}}{N_i} = \frac{2Z_{i+1}}{n_e Z_i} \left(\frac{2\pi m_e K T}{h^2} \right)^{3/2} e^{-E_i/KT}, \quad (\text{Ec. 4.6})$$

y se crea un diagrama de Saha-Boltzmann, para ello, se precisa conocer las intensidades de las líneas espectrales (cuyos valores aquí se obtendrán experimentalmente) y algunos parámetros atómicos para las líneas atómicas e iónicas de un mismo elemento, que se recogen en la literatura. A nivel experimental, según se recoge en [250] para determinar la temperatura a partir de las intensidades relativas de dos líneas espectrales o de dos especies atómicas, se emplea la razón de intensidades derivada de la [Ec. 4.6](#):

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{A_1 g_1 \lambda_2}{A_2 g_2 \lambda_1} e^{-[E_1 - E_2]/KT}. \quad (\text{Ec. 4.7})$$

Las coordenadas de la gráfica Saha-Boltzmann para las líneas espectrales estudiadas vienen dadas por: $\ln\left(\frac{I_1 A_2 g_2 \lambda_1}{I_2 A_1 g_1 \lambda_2}\right)$ para la ordenada y la diferencia de energía entre los niveles superiores de las líneas de interés para la abscisa. Los parámetros $g_k \times A_{ik}$, (*weighted average wavelength*) dan cuenta de la fortaleza de las transiciones, están tabulados en las bases de datos [174, 251]. Sus valores para las líneas estudiadas se recogen en la [tabla 4.3](#). Del ajuste lineal de los datos del diagrama de Saha-Boltzmann se obtiene la temperatura del elemento en el plasma LIBS a través de la inversa de la pendiente, $m' = 1/kT$.

Para poder llevar a cabo un ajuste a partir del diagrama Saha-Boltzmann se requiere disponer de espectros correspondientes a diferentes estados de ionización de un mismo elemento para establecer la relación de intensidades y energías. Se ha de cumplir el criterio de McWhirther, como condición necesaria pero no suficiente que garantice el equilibrio termodinámico local del micro-plasma de ablación, [252] y el plasma no puede presentar autoabsorción. Para el boro no es posible establecer relación de intensidades alguna, dado que las líneas del UV son difíciles de diferenciar al solapar con otras líneas de emisión de otros elementos. Por tanto, a partir de los espectros LIBS obtenidos se analizan las relaciones de intensidades: Li II (548.57 nm) / Li I (460.3 nm), Li II (548.57 nm) / Li I (610.3 nm) y Li II (548.57 nm) / Li I (670.5 nm).

Espectro	λ (nm) [174],	$g_k \times A_{ik} \cdot 10^7$ (s ⁻¹) [174, 251]	E_k (eV) [174]
B I	208.9	14.4	5.93
B II	345.1	27.1	12.69
B II	628.6	9.96	21.15
Li I	460.3	13.93	4.54
Li II	548.57	6.82	61.28
Li I	610.3	22.86	3.88
Li I	670.7	14.76	1.85

Tabla 4.3 Parámetros para determinar los coeficientes del diagrama Saha-Boltzmann a partir de los espectros LIBS de las líneas de interés de B I, B II, Li I y Li II.

El diagrama Saha-Boltzmann es usado para determinar la temperatura electrónica del litio, promediando los valores de las intensidades para los diferentes disparos. Del ajuste lineal y de la inversa de la pendiente de la recta de ajuste de los puntos de la [tabla 4.3](#) se deduciría la temperatura electrónica del plasma creado por LIBS, estimándose un valor de $T_e = 37 \pm 12$ eV. Al ser la intensidad de las líneas de Li II muy débil en comparación con las intensidades de las líneas de Li I, la estimación de la temperatura del plasma LIBS tiene una gran incertidumbre en

la medida. A pesar de ello, este valor explica que el LIBS tiene energía insuficiente para producir la ionización del Li^{2+} a Li^{3+} pero suficiente para posibilitar la excitación a niveles superiores. No obstante, valores de ese orden o incluso superiores se requieren para explicar la aparición de líneas de estados excitados superiores en el plasma LIBS, como las líneas Li II cuyo potencial de ionización es de 61.28 eV. Los resultados, no pretenden ofrecer una cifra exacta de la temperatura del plasma LIBS, sino más bien mostrar la viabilidad del método y mostrar que conocidos los espectros de los elementos ablacionados por el plasma LIBS, de tener mayor resolución espectral y sensibilidad se podría estimar con mayor precisión la concentración de los elementos de disponer de un sistema de calibración absoluta.

A pesar de la posible inexactitud en los parámetros teóricos utilizados para los cálculos (coeficientes de ampliación de Stark y parámetros tabulados), así como de la asunción de la idealidad del plasma (puede desviarse del equilibrio térmico, pueden aparecer inhomogeneidades tanto espaciales como temporales, el láser puede no emplear siempre la misma potencia, etc.) y de la baja resolución espectral del espectrómetro utilizado, PMA12, el empleo de la técnica LIBS y su calibración libre abren la puerta al estudio *in-situ* de nuevos problemas relevantes de física en la interacción plasma-pared. Se requerirá para ello un espectrómetro calibrado de mayores resolución espectral y sensibilidad que posibilite la calibración absoluta del LIBS y un sistema de calibración del espesor de la capa de litio depositada en los tratamientos de acondicionamiento de la pared.

4.3. ANÁLISIS DEL TIEMPO DE VUELO DE IMPUREZAS LIGERAS CON LIBS

Como se ha explicado en el [epígrafe 2.4.4](#), una fuente de litio localizada tanto en posición como en tiempo, abre la posibilidad de llevar a cabo estudios de transporte en el borde del plasma de hidrógeno confinado magnéticamente en el TJ-II, debido a que la temperatura del borde del ioniza rápidamente el litio ablacionado mediante un disparo del láser de Nd:YAG. En el micro-plasma local de ablación primero existe litio neutro. Como se observaba en la [Fig. 4.1](#), dado que el plasma producido por LIBS se expande, en el caso de que haya plasma caliente en las proximidades de este plasma de ablación, puede penetrar dentro de las superficies cerradas y entra en contacto con el plasma caliente. Las partículas del borde del plasma, en particular los electrones, impactan sobre el borde del plasma LIBS induciendo más ionizaciones y una vez parcialmente ionizado este plasma (o plasmoide) se expande toroidalmente en ambas direcciones a lo largo de las líneas de campo magnético como ocurre con los perdigones de hidrogeno sólido inyectados en TJ-II [\[253\]](#). El plasmoide de litio se expande a lo largo de las

líneas de campo y en su trayectoria toroidal se producen colisiones con las partículas del plasma (en particular los electrones) que termalizan los iones inicialmente fríos de Li^+ (Li II). En el equilibrio de este proceso, cuando los iones están termalizados, es donde se llevan a cabo las medidas de tiempo de vuelo o *time-of-flight* (TOF), que consistirán en registros de señales temporales de las intensidades de una línea de Li I en un sector concreto y de una línea de Li II en otros sectores, es decir, a diferentes distancias de la fuente, según se indica en la [Fig. 2.29](#). De la observación de la propagación del pulso de litio toroidalmente, a lo largo de las líneas de campo magnético y del análisis del tiempo de vuelo (TOF) hasta la termalización, se pueden deducir temperaturas iónicas de la periferia del plasma, resultando una técnica novedosa para dicha medida. Las estimaciones de la temperatura iónica en el *stellarator* TJ-II no son triviales dada su geometría. Por ejemplo, la técnica de análisis del retardo de campo (*Retarding Field Analyzer*, RFA) requiere un alineamiento muy preciso de la sonda de análisis del retardo bidireccional del campo de retardo, en ocasiones asociada en su cabezal a un conjunto de sondas Langmuir para posibilitar la medida de densidad y temperatura electrónicas [254]. En el caso de los dispositivos *tokamak* es más accesible, pero en el caso de los *stellarator* es más difícil mantener el alineamiento a lo largo de las superficies de campo magnético. Aunque con RFA se han llevado a cabo intentos exitosos de medida de la temperatura iónica en el TJ-II, su implementación ha sido muy laboriosa y se restringe a la última superficie cerrada de flujo, LCFS [254]. En consecuencia, este experimento se muestra como un método alternativo y complementario para determinar la temperatura iónica de la periferia del plasma. Para este experimento se dedicaron unas 170 descargas con plasmas de hidrógeno en el TJ-II. Las series y las condiciones experimentales se recogen en la [tabla 4.4](#).

Descargas	Gas	ECRH (G1/G2) [kW]	Acondicionamiento	Serie
#47543-#47588	H	195/200 <i>on-axis</i>	19 de noviembre de 2018	i
#48109-#48129	He	225/250 <i>on-axis</i>	26 de febrero de 2019	ii
#48323-#48345	H	225/225 <i>on-axis</i>	26 de febrero de 2019	iii
#48535-#48561	H	229/250 <i>off-axis</i>	26 de febrero de 2019	iv
#49093-49142	H	220/250 <i>off-axis</i>	3 y 4 de junio de 2019	v
#49195-49223	He	220/250 <i>on-axis</i>	3 y 4 de junio de 2019	vi

Tabla 4.4 *Parámetros experimentales de las descargas empleadas para determinar la T_i a partir del TOF de Li I ablacionado de la pared de la cámara de vacío mediante la técnica LIBS modificada.*

Todas las descargas se producen en la configuración estándar. Las señales temporales de las intensidades de los iones de litio se graban con una frecuencia de 10 kHz. En la serie de descargas #49093-49142 la posición de los espejos de ECRH *off-axis* es más externa, la posición *off-axis* de los espejos significa que los focos de los haces de microondas están desplazados fuera de eje e implica un calentamiento aún menor en la región central que en la serie de descargas #48535-#48561, también *off-axis*, pero, *a priori*, esto no influye en la temperatura del borde.

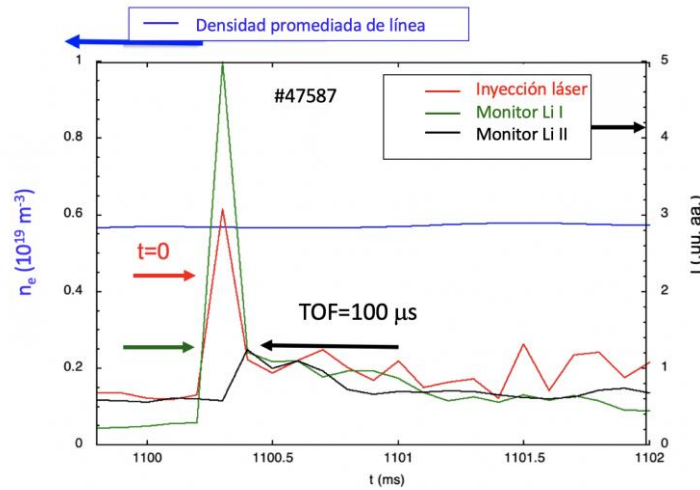


Fig. 4.23 Trazas de densidad promediada de línea (azul) y de las señales del fotodiodo, que observa el disparo del láser LIBS (rojo), y de los monitores de Li I (verde), correspondiente a la señal del detector PMT ubicado en el plano focal del espectrómetro ACTON 1/2 m ubicado en el sector A1, y de Li II (negro) de un monitor ubicado en el sector C8, frente al tiempo para la descarga #47587 de plasma de hidrógeno calentado mediante ECR. El tiempo de vuelo, TOF, se entiende como la diferencia entre los máximos de las señales de Li I y Li II, se considera el instante temporal $t = 0$ el instante en que el monitor de la señal del láser registra el disparo.

En la [Fig. 4.23](#) se muestran las trazas de la densidad electrónica promediada de línea (azul), del monitor del disparo del láser (fotodiodo en la ventana de observación en el sector A1), de un monitor de Li I ($\lambda = 670.7$ nm) que es la señal recogida por el PMT del espectrómetro ACTON 1/2 m ([Fig. 2.37](#)) (también ubicado en el sector A1) y de un monitor de Li II ($\lambda = 548.57$ nm) (ubicado inicialmente en el sector C8)²⁸. Obsérvese en la [Fig. 4.23](#) cómo la densidad electrónica promediada de línea (azul) no aparece perturbada con la inyección de litio procedente de LIBS, es decir, la cantidad de litio inyectada es pequeña y la perturbación que produce en el borde del plasma también lo es, por lo que no altera la temperatura electrónica del borde como observa en las señales de ECE 1. El desfase temporal entre las señales de los

²⁸ La posición del monitor de Li II se irá modificando a lo largo del experimento de acuerdo a la [Fig. 2.36](#).

monitores de Li I y Li II determina el tiempo de vuelo, que se estima en unos 100 μs para la descarga #47587.

Las señales de la técnica TOF se analizan suponiendo una distribución Maxwelliana de la función de velocidad, $f(v)$, de llegada del Li^{+1} (Li II) al detector ubicado en un sector alejado del sector donde se realiza la ablación y dicha función vendría dada por la siguiente expresión:

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m_i}{2\pi k_B T_i} \right)^{3/2} v^2 e^{(-m_i v^2 / 2k_B T_i)}, \quad (\text{Ec. 4.8})$$

siendo m_i , la masa del ion [kg], $k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ es la constante de Boltzmann y T_i es la temperatura iónica [K] y v es la velocidad de llegada del ion [m s^{-1}]. Simplificando, la expresión se puede escribir como:

$$f(v) \propto T_i^{-3/2} v^2 e^{(-m_i v^2 / 2k_B T_i)}. \quad (\text{Ec. 4.9})$$

Utilizar esta expresión supondría asumir que la velocidad de llegada depende exclusivamente de la termalización de los iones, no tendría en cuenta la rotación de los mismos y vendría dada por la expresión:

$$v(t) = \frac{l}{t}. \quad (\text{Ec. 4.10})$$

A continuación, se puede convertir la función de distribución $f(v)$ en la distribución $g(\text{TOF})$ mediante un cambio de variables en la expresión de la velocidad utilizando la matriz jacobiana de derivadas parciales, donde t es el TOF, asumiendo que $\text{TOF} = v / l$:

$$g(\text{TOF}) = 4\pi \left(\frac{m_i}{2\pi k_B T_i} \right)^{3/2} \frac{l^3}{\text{TOF}^4} e^{-\frac{m_i}{2k_B T_i} \left(\frac{l}{\text{TOF}} \right)^2}, \quad (\text{Ec. 4.11})$$

siendo l [m] la distancia a lo largo de las líneas de campo (estimada en 3 m para el sector C8, 0.67 m para A3, 4.64 m para C3, 2.33 m para A8 y 1.67 m para D4 [255] y TOF [s] el tiempo de vuelo experimental obtenido a través de la diferencia de señales entre la detección de litio neutro (Li I) y la detección de litio ionizado, Li^{+1} (Li II) con su monitor. Se asume que el tiempo de creación del micro-plasma es muy corto en comparación con el tiempo de vuelo y que la aparición de Li I en el espectro LIBS se debe a la ionización rápida de los átomos neutros de litio desprendidos de la pared mediante el micro-plasma de ablación.

En la [Fig. 4.24](#) se muestra una simulación para diferentes valores de T_i , entre 1 eV y 20 eV, de la función de distribución $g(\text{TOF})$ a partir de las condiciones experimentales de $l = 3$ m, para iones de litio, con objetivo de determinar qué perfil sería el esperable en función de los

diferentes tiempos de vuelo. Se puede observar que el máximo de la función de distribución $g(TOF)$ se desplaza hacia tiempos de vuelo más largos a medida que disminuye la temperatura iónica. Además, a medida que crece el valor del tiempo de vuelo, se separan más los máximos de la función de distribución, por lo que se puede esperar una menor dispersión en la medida. En contraste, para temperaturas iónicas elevadas los máximos se agrupan hacia la parte izquierda de la gráfica con una menor separación entre los ellos que corresponde a tiempos de vuelo menores, pero con una mayor dispersión en la medida.

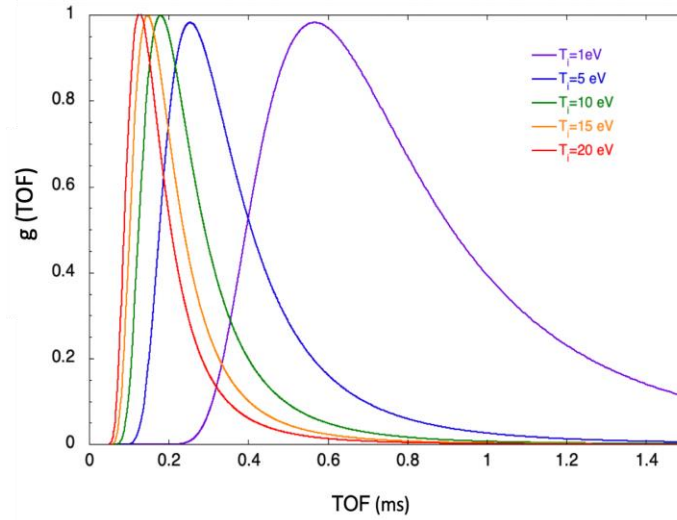


Fig. 4.24 Simulación de la función de distribución $g(TOF)$ conforme a la [Ec.4.8](#) para diferentes temperaturas iónicas de Li^{+1} comprendidas entre 1 eV y 20 eV en condiciones experimentales de $l = 3m$ y TOF hasta 1.5 ms.

Finalmente, es conveniente definir la función $h(u)$, donde $u = 1/TOF^2$, quedando:

$$h(u) = \ln g(TOF) + 4 \ln TOF = \ln \left(4\pi l^3 \left(\frac{m_i}{2\pi k T_i} \right)^{3/2} \right) - \frac{m_i l^2}{2k T_i} u \quad (\text{Ec. 4.12})$$

El valor de la temperatura iónica estimada se obtiene de la siguiente manera: a partir de los datos experimentales de TOF, se representa $h(u)$ frente a u , se lleva a cabo una regresión lineal y el valor de la pendiente de la recta de ajuste posibilita la estimación de la T_i experimental. Introduciendo los valores de las condiciones experimentales (l y m_i) en la [Ec 4.12](#). Previamente, para determinar el mejor ajuste, se analizan las señales de bolometría y rayos X que permiten observar la propagación de los iones de litio mediante el retardo de la señal del monitor de litio frente a las señales de bolometría y rayos X. Como se explicará a continuación este retardo y la comparación entre las señales de radiación y las señales registradas por el monitor de litio van a posibilitar estimar el intervalo de ajuste. Conviene recordar que los bolómetros registran señales de radiación a lo largo de líneas de visión poloidales restringidas bien definidas (véase [Fig. 1.10](#) y [Fig. 1.11](#)), aunque sin alta resolución, mientras que el monitor de Li II tiene una

visión de todo el plasma. A modo de ejemplo se muestran las trazas de algunos de estos monitores de radiación que servirán de apoyo al análisis. En la [Fig. 4.25](#) se observa un aumento de la radiación observada por los detectores de bolometría correspondientes a las líneas de visión ABOL3 (sector A) y DBOL4, (sector D). síncrono con el monitor de rayos X (sector A3), cuya radiación corresponde, no tanto a la contribución del litio como a las otras impurezas desorbidas de la pared que se introducen en el plasma al ionizarse; estas impurezas se reflejan en la señal de bolometría del sector A más tarde, debido a su ubicación poloidal más alejada del punto de inyección del láser. Además, en la [Fig. 4.25](#) no se observa alteración alguna en la traza de densidad promediada de línea, como cabía esperar, ya que el litio tiene una carga efectiva muy pequeña y las impurezas desprendidas por el micro-plasma de ablación suponen una contribución muy pequeña en comparación con el volumen total del plasma. La señal del monitor de Li II no alcanza su máximo al tiempo que lo hacen los detectores de bolometría y rayos X, sino que presenta un retardo, es decir, los iones de Li^{+1} en ese intervalo están propagándose a lo largo de las líneas de campo hasta el sector donde se ubica el monitor.

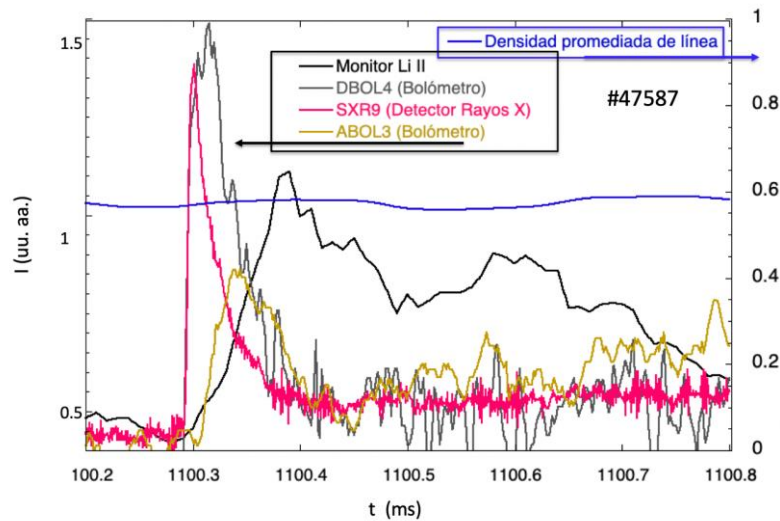


Fig. 4.25 Trazas de densidad electrónica promediada de línea (azul) y de las señales de radiación correspondientes al monitor de Li II (negro) situado en el sector C8, al detector de rayos X (fucsia) y a los detectores de bolometría situados en el sector D (gris) y A (mostaza), respectivamente para la descarga #47587. Los números de las etiquetas indican la cuerda de visión poloidal del detector ([Fig. 1.10](#) y [Fig. 1.11](#)) frente al tiempo de la descarga.

De la observación de estas señales se aprecia que el tiempo entre la subida en la radiación detectada por el bolómetro DBOL4 y el monitor de rayos X y el tiempo de detección del monitor de litio es de unos 80 μs . Para tiempos inferiores a 80 μs , no se ha alcanzado el máximo en la señal de detección del monitor de litio, por lo que los valores de $u(\text{TOF})$ correspondientes a tiempos menores que 80 μs no forman parte del ajuste. De manera análoga se descartan tiempos

de vuelo mayores a 130 μs , que corresponderían al intervalo en que la señal del monitor de litio ha caído a la mitad de su intensidad. Por tanto, el ajuste se ha de dar para intervalos entre 80 y 130 μs . Esta discriminación se tiene en cuenta para cada una de las descargas analizadas.

La Fig. 4.26 muestra los ajustes de tres descargas representativas (#46565, #47566 y #47587) de densidades similares correspondientes al primer grupo de experimentos (con plasmas de hidrógeno calentados mediante ECR *on-axis*, en la configuración estándar 100_44_64, habiéndose boronizado y litiado el 19 de noviembre de 2018 y después de unas 495 descargas de plasma caliente. De cada ajuste llevado a cabo se observan dos tendencias, una pendiente más rápida, que corresponde a tiempos de vuelo largo (izquierda de la gráfica) y una pendiente más suave para tiempos de vuelo cortos (derecha de la gráfica). Sin embargo, se considera que esa primera pendiente que se obtiene no revela la temperatura esperada del borde del plasma. Estas temperaturas bajas pudieran corresponder a un artefacto producido por una segunda población de iones ionizados una sola vez y que se observaría como el codo que se aprecia en la señal entre 1100.5 y 1100.65 ms (Fig. 4. 25). Estos iones al dar un segundo giro son detectados nuevamente, así la distancia de vuelo recorrida resulta mayor, su TOF es mayor y su temperatura iónica, menor.

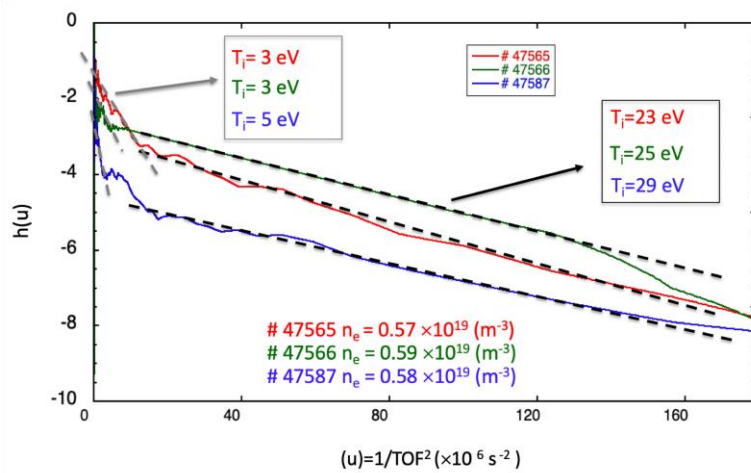


Fig. 4.26 Representación gráfica de $h(u)$ frente a u (Ec. 4.9) para las descargas #47565, 66 y 87, de cuya pendiente de la recta de ajuste se obtienen los respectivos valores de T_i ; así mismo, se muestran los valores de la densidad electrónica promediada de línea para dichas descargas.

En contraste, de la Fig. 4.27 se obtienen valores de 23, 25 y 29 eV para densidades promediadas de línea muy similares ($0.58 \pm 0.01 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$), esta variación se puede atribuir a la incertidumbre de la medida. Por un lado, en la incertidumbre en la medida hay que considerar el tiempo de ionización de Li a Li^{+1} : para una temperatura electrónica de aproximadamente 30 eV y densidad electrónica de $2 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ (valores del borde) el tiempo de ionización sería: $\tau_{\text{ion}} = (\text{coeficiente de ionización [186]} \times n_e = 9 \times 10^{-14} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1} \times 2 \times 10^{18} \text{ m}^{-3})^{-1} = 5.5 \mu\text{s}$. Por eso se hace

la asunción de que el tiempo de ionización es despreciable frente al TOF. Por otro lado, si se observa la [Fig. 4.24](#), se comprende que, para valores de TOF próximos a 100 μs , la simulación determina valores de T_i próximos a 15-20 eV, pero pequeñas variaciones en el TOF pueden implicar cambios significativos en la medida. Esto implica que la incertidumbre en la medida de la T_i es alta y susceptible de ser mejorada mejorando, en primer lugar, la resolución temporal de la medida, para minimizar el error sistemático. Dado que los valores de densidad de los 3 plasmas son similares (dentro de las barras de error del interferómetro) se puede asumir que las diferencias en T_i son debidas únicamente a incertidumbres de medida y no de física de plasma. El error en el TOF va a depender de la resolución temporal del monitor de Li II y de la anchura del flanco de subida de la radiación de los detectores de bolometría y rayos X. Podría estimarse según la expresión $\Delta\text{TOF} = (\Delta t_{\text{Li}}^2 + \Delta t_{\text{DBOL4}}^2)^{1/2}$. Con este valor se puede determinar ΔT_i , como el error experimental de T_i . En el ejemplo de la [Fig. 4.26](#) se estima un valor $\Delta T_i = \pm 5 \text{ eV}$.

Contrastando estos resultados con los obtenidos mediante la técnica de RFA [\[254\]](#) medida en la última superficie cerrada de campo (LCFS) del TJ-II (en condiciones de plasma similares en cuanto a potencia de calentamiento en los girotrones, densidad electrónica, gas de trabajo, configuración magnética, etc.) y donde los valores son de 15 y 26 eV), se observa una buena relación. Hay que tener en cuenta que las medidas de la temperatura iónica por LIBS se han llevado a cabo asumiendo que corresponden al borde del plasma, mientras que los valores obtenidos por la técnica RFA se llevan a cabo en la SOL del plasma.

Las medidas de T_i obtenidas con las series iii) -v) donde se modifica la potencia de los girotrones resultan en valores entre 21 y 29 eV, resultando para estas series $T_i \pm \Delta T_i = 24 \pm 5 \text{ eV}$, parecidos a los obtenidos con la primera serie. Dado que los valores de densidad de plasma son similares para las tres descargas se pueden atribuir las diferencias en T_i a incertidumbres en la medida.

Hasta este punto en el análisis se ha asumido que la velocidad de llegada del ion al sector del monitor de Li II es debida únicamente a la termalización. Se intuye que la expansión térmica del litio es bidireccional puesto que durante la inyección de un *pellet* [\[253\]](#) se observa una expansión bidireccional de su plasmoide a lo largo de las líneas de campo muy localizada; sin embargo, la rotación toroidal del plasma es unidireccional. La velocidad de rotación toroidal en el borde para un plasma ECRH de densidad electrónica $6 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ fue medida por Arévalo *et al.*, [\[132\]](#) estimándose un valor de $v_{\text{rot}}(t) \leq 5 \text{ km/s}$ para $\rho > 0.8$ paralelo al campo magnético toroidal, B_T (antihorario en una vista superior del TJ-II). Es decir, si la distancia antihoraria del sector A1 al sector C8 es de unos 8.1 m y la velocidad es $< 5 \text{ km/s}$, el tiempo de vuelo para Li^{+1}

(Li II) será 1.6 ms como mínimo²⁹, , valor que corresponde a un $1/\text{TOF}^2$ de $\leq 6.25 \times 10^6 \text{ s}^{-2}$ y, por tanto, $\text{TOF} \geq 400 \text{ } \mu\text{s}$ para Li II). Por tanto, el tiempo de vuelo entre el punto de ablación y el monitor es mucho más largo que los 120 μs observados, por lo que cabe asumir que la señal observada corresponde a Li (Li I). En el caso de densidades electrónicas de línea $< 0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, la dirección de flujo toroidal puede cambiar de dirección, a la anti-paralela al B_T . En dichos casos, para 5 km/s, el t_{tor} para C8 se reduce a 630 μs , un valor que tampoco solapa con el TOF medido. También hay que recordar que el Li^{+1} (Li I) va a ionizarse a Li^{+2} para lo que necesita unos 2.5 ms para 30 eV y va a redistribuirse por todo el borde de plasma (en este punto será imposible distinguirlo del resto de Li (Li I). Ese valor estimado del tiempo de rotación toroidal de 1.6 ms para C8 demuestra que la rotación toroidal no influiría en las medidas de TOF presentadas para C8, pero siguiendo el mismo razonamiento para el sector A3 donde $l = 0.67 \text{ m}$ el valor de $t_{\text{tor}} = 0.67/5000 = 134 \text{ } \mu\text{s}$ podría ser importante, por lo que debería ser tenido en cuenta en el análisis.

Consiguientemente, si se tuviera en cuenta la contribución de la rotación toroidal de los iones, la velocidad de llegada al punto X, v_X , estaría formada por dos componentes: una de ellas sería la velocidad de rotación toroidal y el segundo término sería debido al tiempo de expansión de la nube de gas durante la termalización hasta ahora considerada, así la velocidad en el punto X, v_X , vendría dada por:

$$v_X(t) = \frac{l}{t} = v_{\text{rot}}(t) + v_{\text{therm}}(t), \quad (\text{Ec. 4.13})$$

siendo, v_{rot} la contribución a la velocidad debida a la rotación toroidal y v_{therm} la contribución debida a la termalización. Por lo que, la función de distribución de probabilidades en función del tiempo incluyendo la contribución de la velocidad de rotación toroidal, que será la que nos permita obtener la temperatura iónica, vendría dada por las expresiones:

$$g(\text{TOF}) = 4\pi \left(\frac{m_i}{2\pi k T_i} \right)^{3/2} \frac{l^3}{t^4} e^{-\frac{m_i}{2k T_i} \left(\frac{l}{\text{TOF}} - v_{\text{rot}} \right)^2}, \quad (\text{Ec. 4.14})$$

y definiendo $h(u)$ como:

$$h(u) = \ln g(\text{TOF}) + 4 \ln \text{TOF} = \ln \left(4\pi l^3 \left(\frac{m_i}{2\pi k T_i} \right)^{3/2} \right) - \frac{m_i}{2k T_i} (l - v_{\text{rot}} \text{TOF})^2 u \quad (\text{Ec. 4.15})$$

No obstante, a la vista de los resultados obtenidos en la [Fig. 4.26](#) y su buen acuerdo con las medidas de RFA, no parece que la contribución de la rotación toroidal tenga un gran impacto en la medida de la temperatura iónica, aunque su cálculo incrementaría la precisión de la medida. Esta contribución deberá como se ha visto, ser tomada en cuenta cuanto menor sea la

²⁹ $t_{\text{tor}} = 8.1/5000 = 1.6 \text{ ms}$.

distancia entre la inyección de litio y el punto de observación. Ciertamente la consideración de la contribución de la rotación complicaría la expresión, pero permitiría igualmente estimar T_i .

Influencia del gas de trabajo en la temperatura iónica y de la densidad electrónica.

Dado que son dos efectos distintos (tipo de gas y densidad del plasma) sería deseable poder llevar a cabo experimentos independientes, para observar, por un lado, cómo varía la temperatura iónica al cambiar de hidrógeno a otro gas como el helio y, por otro lado, observar el comportamiento de la T_i al variar la densidad electrónica. No obstante, se ha aprovechado un cambio de gas de trabajo para llevar a cabo dicho barrido en densidades debido a que con helio es más sencillo el control de la densidad electrónica. Resulta interesante estudiar qué le sucede al valor de la temperatura iónica al hacer un barrido en densidades, ya que al incrementar la densidad electrónica se puede invertir la raíz del campo eléctrico radial, E_r . El campo eléctrico radial es una de las magnitudes físicas con mayor impacto en los estudios de plasmas de fusión relacionados con el transporte en *stellarators*. En particular, para el transporte radial de impurezas y su acumulación, donde su contribución se vuelve más importante a medida que aumenta el estado de carga de la impureza, como se explicó en el [capítulo 3](#) y se estudiará en el [capítulo 5](#). Debido a la presencia de iones y electrones, cuando las colisiones de ambas especies es tal que el flujo de partículas radiales de los iones necesita reducirse para satisfacer la condición de ambipolaridad, el campo eléctrico apunta radialmente hacia adentro y es de signo negativo, $E_r < 0$. Si, por el contrario, el flujo radial de electrones debe ser retardado para cumplir la condición de ambipolaridad, el campo eléctrico radial apunta hacia afuera y es de signo positivo, $E_r > 0$ [[256](#), [257](#)]. Estas dos situaciones se mencionan como regímenes de raíz iónica y raíz electrónica, respectivamente. En general, la teoría neoclásica estándar predice las condiciones de la raíz iónica cuando las temperaturas de iones y electrones son comparables, $T_i \sim T_e$, y, en cambio, se considera raíz electrónica, cuando existe baja colisionalidad con un calentamiento fuertemente localizado que implica $T_i \ll T_e$. Con objeto de determinar en primer lugar cómo afecta el cambio del gas de trabajo de hidrógeno a helio y, en segundo lugar, cómo el cambio de raíz puede afectar a la medida de la temperatura iónica del borde del plasma, se llevó a cabo un experimento LIBS y se modificó el control de los parámetros de suministro de gas para incrementar y controlar la densidad del plasma. Este experimento corresponde a las descargas de las series #48109-#48129 y #49195-49223, en ambas se empleó helio como gas de trabajo ([tabla 4.4](#)). En la [Fig. 4.27](#) se presentan los resultados de 4 descargas con diferentes densidades electrónicas promediadas de línea de la serie vi). Los criterios de ajuste han sido los explicados, y se observa que parece que hubiera igualmente dos tendencias, una pendiente más rápida, para tiempos mayores (izquierda de la gráfica) y una pendiente más suave para tiempos

menores (derecha de la gráfica); donde como se ha explicado, la primera pendiente que se obtiene, está sometida a un mayor retraso y no revela la temperatura real del borde del plasma, atribuyéndose a un artefacto producido por una segunda población de iones no termalizados, por lo que se considerarán los segundos tramos de las señales para estimar la T_i .

En primer lugar, si se comparan los valores obtenidos para descargas de densidad típicas del TJ-II alrededor de $0.5\text{-}0.6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ en plasmas de hidrógeno (véase [Fig. 4.26](#)) $T_i \pm \Delta T_i = 22 \pm 5 \text{ eV}$, con las obtenidas para plasmas de helio a esas densidades (descarga #49227 de la [Fig. 4.27](#)), $T_i \pm \Delta T_i = 14 \pm 5 \text{ eV}$ se observa una reducción del valor de la T_i de casi un factor 2. Las descargas de la [Fig. 4.26](#) corresponden a la serie de i), con potencia 395 kW y después de unas 495 descargas de plasma caliente mientras que, las de la [Fig. 4.27](#) corresponden a la serie vi) con potencia de 470 kW y después de unas 335 descargas de plasma caliente. Estas diferencias macroscópicas podrían explicar la diferencia de T_i debida no a que los iones se calienten directamente con ECRH, sino al calentamiento de los electrones, pues la T_i depende de las colisiones entre iones y electrones, entre los plasmas de helio e hidrógeno. Lo que cabría esperar es que la T_i debería ser igual ya que no depende de la masa del ion. Estos resultados requieren una base de datos más amplia para su comprensión.

En segundo lugar, al comparar las temperaturas obtenidas de los tiempos de vuelo más cortos (segunda pendiente de la gráfica) al variar la densidad electrónica promediada de línea se observa que son del orden de 12-15 eV ($T_i \pm \Delta T_i = 14 \pm 4 \text{ eV}$) para densidades del orden de $0.5\text{-}0.6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ y 37-38 eV ($T_i \pm \Delta T_i = 38 \pm 4 \text{ eV}$) para densidades más altas del orden de $0.75\text{-}0.8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. En las descargas #49225 y #49227 el centro del plasma estaba en raíz electrónica [258], mientras que en las descargas #49227 y #49219 el centro del plasma estaba en raíz iónica [258]. En el TJ-II, cuando la densidad electrónica del plasma sube por encima de $0.6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ se observa un cambio en la raíz, de electrónica a iónica, que empieza en el borde debido a un incremento del pendiente de densidad y que da lugar a un cambio del campo eléctrico radial de positivo a negativo [259]. Para plasmas calentados con ECRH, el incremento de densidad electrónica resulta en un aumento de colisionalidad que produce un aumento de temperatura iónica. En la [Fig. 4.27](#) se observa una clara diferencia entre los valores de densidades en raíz iónica y raíz electrónica, se observa que se produce un incremento de la temperatura iónica del borde del plasma al aumentar la densidad electrónica del plasma y pasar de raíz electrónica a raíz iónica. El aumento experimental de la temperatura iónica observado es atribuible a una mayor absorción de energía, principalmente de los electrones, ya que los iones se calientan sólo mediante colisiones con electrones y no directamente con las microondas del ECRH y dicha

mayor absorción por parte de los electrones es debida a un aumento del campo eléctrico, reduciéndose, además, el bombeo de los electrones y favoreciendo que aumenten las colisiones de estos con los iones. Los resultados obtenidos son consistentes con los resultados presentados en el trabajo de Carmona *et al.* [260] que indican una reducción de T_i en el borde ($\rho = 0.9$) para $n_e = 0.6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ cuando se compara con la T_i para $n_e = 0.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (todos para 400 kW). Igualmente, se observa en la Fig. 6 del mismo trabajo cómo la T_i decrece con un aumento de P_{ECRH} y argumenta que cabe esperar que T_i aumente con la densidad promediada de línea.

Contrastando estos resultados con los obtenidos mediante la técnica de *Retarding Field Analyzer*, RFA, [261] medida en la última superficie cerrada de campo, LCFS, del TJ-II, donde los valores son de 19 eV para bajas densidades, (raíz electrónica), se obtiene de nuevo una buena correlación, al ser los valores similares, pero ligeramente mayores para las medidas llevadas a cabo en la SOL con el RFA. No existen datos de RFA para el régimen de raíz iónica. Finalmente, en la Fig. 4.27 pudiera parecer que en regímenes de baja densidad (raíz electrónica) la T_i medida es menor en plasmas de helio que en plasmas de hidrógeno, pero esto se puede deber a que los parámetros macroscópicos del plasma en ambos regímenes de confinamiento no son iguales.

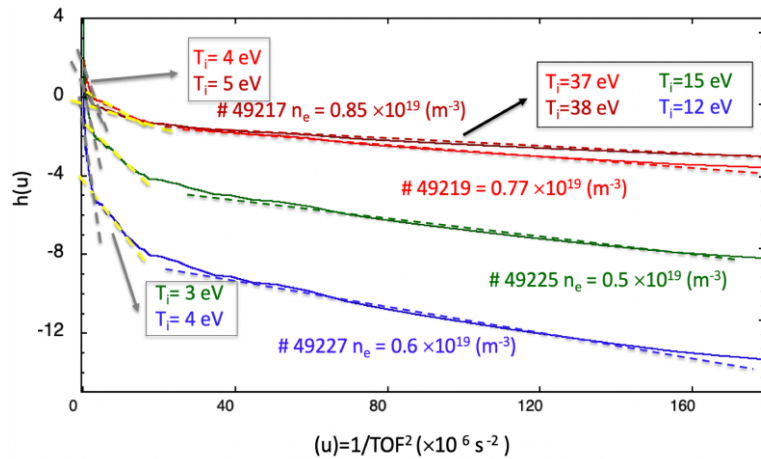


Fig. 4.27 Representación gráfica de $h(u)$ frente a u (Ec. 4.9) para las descargas #49225 y 49227 (raíz electrónica) y #49219, #49225 (raíz iónica), de cuya pendiente de la recta de ajuste se obtienen los respectivos valores de T_i ; así mismo, se muestran los valores de la densidad electrónica promediada de línea para dichas descargas.

En conclusión, se puede afirmar que la técnica LIBS modificada permitiría estimar la T_i del borde del plasma, aunque con el sistema actual con una incertidumbre significativa. La reducción de la incertidumbre experimental requeriría, por un lado, la implementación de un sistema de diferentes detectores ubicados en distintos sectores de la máquina para estimar y comparar la temperatura iónica del borde del plasma simultáneamente y, por tanto, con mayor

precisión. Estimando el tiempo de ionización de Li^{+1} a Li^{+2} , para $T_e = 30 \text{ eV}$ y $n_e = 2 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ (valores del borde), $\tau_{\text{ion}} = 2.5 \text{ ms}$, esto significa que se podría seguir el Li II en todos los sectores del TJ-II (distancia toroidal de 11.4 m) dado que el tiempo de ionización del Li^{+2} es suficientemente largo comparado con los TOFs posibles. También habría transporte radial, pero no se ha considerado aquí.

Para reducir la incertidumbre en la medida, se necesitaría mayor resolución temporal en los detectores, dado que la sensibilidad de los detectores PMT oscila alrededor del 85% en $\lambda = 550 \text{ nm}$. Conocer cómo afecta la concentración de impurezas en la medida de dicha temperatura conecta con la necesidad de obtener una calibración de la capa de litio depositada en la pared de la cámara de vacío, como se describió en el epígrafe anterior. Esto posibilitaría determinar en qué medida la composición del borde del plasma afecta a la medida de la temperatura iónica.

Como se ha asumido una distribución Maxwelliana, cabría determinar hasta qué punto influye la presencia de filamentos en la región externa del plasma en esa distribución y cómo afecta a la medida de la temperatura. Estas medidas abren la posibilidad de profundizar en el estudio la física asociada a la SOL y sirven para soportar y contrastar los resultados obtenidos mediante otras técnicas. Con el experimento se ha puesto de manifiesto la potencialidad de la técnica LIBS para determinar la temperatura iónica en el borde del plasma. Para poder profundizar en el análisis de estos resultados se requeriría ampliar la base de datos y estimar las barras de error de los diferentes experimentos. Está previsto llevar a cabo un experimento conjunto con el RFA para contrastar los resultados obtenidos y observar la sistemática y reproducibilidad de la técnica. Ya que una de las primeras limitaciones es estimar la penetración del litio. Con esta finalidad, se ha provisto de una ventana óptica, en la brida A1 BOTTOM, ([Fig. 4.22](#)) y se prevé colocar un espejo para reflejar la radiación debida a la ablación del láser y una matriz de fotodiodos para recoger dicha radiación y poder determinar la penetración del litio poloidalmente, de manera análoga a la matriz de detectores de rayos X. El alineamiento del sistema se llevaría a cabo mediante el láser de alineamiento del láser de Nd:YAG.

CAPÍTULO 5. ESTUDIO Y CARACTERIZACIÓN DE LA INYECCIÓN DE IMPUREZAS CON LÁSER *BLOW-OFF* EN EL TJ-II

A lo largo del capítulo se introduce la técnica de soplado por láser (en adelante láser *blow-off*, LBO) para inyectar impurezas en el plasma, usada comúnmente para medir parámetros de transporte y confinamiento en dispositivos de fusión por confinamiento magnético. Primero, se contextualizan los experimentos llevados a cabo y se muestran y discuten los resultados obtenidos para dar respuesta al cuarto objetivo de esta tesis (O4): El empleo de la técnica de soplado por láser para inyectar impurezas extrínsecas en el plasma con el fin de estudiar el transporte de iones en el plasma mediante el análisis de la evolución temporal de sus emisiones espectrales. Se investigará la influencia de la densidad electrónica del plasma, de la impureza inyectada, de la potencia de calentamiento y del gas de trabajo, con objeto de plantear diferentes escenarios y poder comparar las distintas contribuciones. Finalmente, se estiman los coeficientes de transporte a partir de datos experimentales de radiación utilizando el código STRAHL.

5.1. INTRODUCCIÓN

En un futuro reactor de fusión es deseable que las reacciones de fusión se mantengan sin aporte energético externo (ignición), para producir más energía de fusión que la requerida para calentar el plasma, que de acuerdo con el criterio de Lawson (véase [capítulo 1](#)) establece unos límites a la temperatura, densidad y tiempo de confinamiento en el plasma. El tiempo de confinamiento indica la capacidad del dispositivo de fusión para retener magnéticamente la energía en su interior.

Un plasma confinado puede no estar en equilibrio termodinámico, aunque sí lo esté magneto-hidrodinámicamente. La teoría magnetohidrodinámica (MHD) trata la dinámica macroscópica de un plasma eléctricamente neutro pero compuesto por partículas cargadas que responden a la presencia de campos electromagnéticos [[262](#)]. En el equilibrio MHD las partículas permanecen confinadas durante escalas temporales ideales, pero en escalas colisionales escapan al confinamiento y es necesario conocer los ritmos a los que esto sucede.

En presencia de gradientes termodinámicos, donde el movimiento de los electrones es mucho más rápido que el de los iones, la capacidad de mantener confinado el plasma es menor cuanto mayores sean las conductividades y difusividades térmicas del sistema, esto es, cuanto mayores sean los coeficientes de transporte que relacionan los flujos de energía y partículas con

los gradientes. Para la descripción física de los plasmas confinados magnéticamente se requiere, por tanto, conocer estos coeficientes de transporte, así como analizar cuáles son los mecanismos involucrados en el deterioro del confinamiento con el objeto de caracterizarlos y parametrizarlos.

En la práctica, los dispositivos de fusión sufren pérdidas de partículas y energía en torno a dos órdenes de magnitud mayores que las predichas por la teoría neoclásica [263]. Se habla, por tanto, de transporte anómalo o no explicable según los modelos colisionales de transporte y se asocia a inestabilidades debidas a procesos no lineales. Estas inestabilidades pueden inducir fluctuaciones de las diferentes propiedades del plasma (turbulencias), en las que se dan estructuras (remolinos o celdas convectivas) cuyo tamaño y frecuencias características modifican los coeficientes de transporte [263].

Por un lado, la mera existencia de un proceso de transición de bajo a alto confinamiento presupone un régimen dominado por el transporte anómalo. Las inestabilidades forzadas por el gradiente de la temperatura iónica, [264] por el gradiente de temperatura electrónica [265] y los modos disipativos de electrones atrapados [266], aunque escapan del alcance de esta tesis, son algunas de las principales contribuciones en las pérdidas de energía y partículas por transporte y en la degradación del confinamiento de la energía.

Por otro lado, en múltiples experimentos [267, 268, 269] se ha observado que en regímenes de confinamiento mejorado (conocidos como modo H) los perfiles radiales de densidad de impurezas tienden a ser más “piqueados” que los del gas de trabajo, este fenómeno se conoce como acumulación de impurezas y, como se explicó en capítulos anteriores, tiene la consecuencia inmediata de incrementar las pérdidas radiativas y las inestabilidades del plasma, por lo que resulta en una pérdida de la potencia de fusión. En consecuencia, tanto el transporte de impurezas como el estudio del confinamiento son aspectos estrechamente vinculados y fundamentales a considerar en el desarrollo de los futuros reactores de fusión [270].

Como atendiendo a la naturaleza del campo eléctrico radial (E_r), en los dispositivos de fusión se diferencian dos regímenes de confinamiento: i) el denominado régimen de raíz electrónica, donde el campo eléctrico radial es positivo ($E_r > 0$) y ii) el denominado régimen de raíz iónica donde el campo eléctrico radial es negativo ($E_r < 0$). El campo eléctrico radial es uno de los parámetros físicos que más impacto tiene en el transporte de los *stellarators*, en particular en el transporte radial de impurezas y en su acumulación [256, 257]. Su papel cobra mayor relevancia a medida que se incrementa el estado de ionización de las impurezas dado que esto aumenta el valor negativo del campo eléctrico radial, siendo el transporte hacia el centro mayor y produciendo la acumulación. En los futuros reactores de fusión, donde es un requisito que la

temperatura iónica y electrónica sean similares, $T_i \sim T_e$, se prevé que exista un régimen de raíz iónica, por lo que el transporte de impurezas hacia el centro del plasma se vería favorecido y, consecuentemente, se produciría el efecto de acumulación de impurezas.

En dispositivos de tipo *tokamak* la presencia de modos localizados de borde (ELMs, por sus siglas en inglés *Edge-Localized Modes*), o rupturas en dientes de sierra (*sawtooth crashes*), que, en origen, son fenómenos de degradación del confinamiento, son generados para expulsar las impurezas [271]. Los *stellarators* están libres de corrientes inducidas externamente y, en consecuencia, no pueden utilizar fenómenos conectados a la corriente como los ELMs para la eliminación de impurezas. El estudio del transporte de impurezas en los *stellarators* es necesario para encontrar los modos de operación más adecuados que prevengan la acumulación de impurezas.

Las predicciones teóricas referentes al comportamiento de impurezas basadas en el transporte neoclásico [257] subrayan la importancia de prever la acumulación de impurezas en *stellarators*; las simulaciones más recientes pueden encontrarse en [272]. Los estudios de transporte neoclásico de impurezas en el *stellarator* LHD se han comparado con resultados de algunas observaciones experimentales, con el objeto de encontrar y comprender escenarios de bajo contenido de impurezas [273]. En este sentido, es importante contrastar los resultados obtenidos experimentalmente en el TJ-II con simulaciones teóricas de transporte.

La inyección de impurezas es una técnica usada comúnmente para el estudio del transporte en dispositivos de fusión por confinamiento magnético, que servirá para responder preguntas abiertas en relación a los tiempos de confinamiento de partículas [159], los flujos y turbulencias en el borde del plasma y las regiones de pedestal [274], así como la influencia de los isótopos en el transporte anómalo [275] cuyo entendimiento tiene un impacto directo en la posibilidad de predecir las propiedades de confinamiento en reactores de fusión D-T. Para la inyección de impurezas existen distintas técnicas, entre las que se encuentran las técnicas láser, la inyección de perdigones sólidos con impurezas encapsuladas o TESPEL (Tracer-Encapsulated Solid Pellet) [276], la inyección de perdigones o *pellets* [277] y la inyección de pulsos de gas [278].

Dentro de las técnicas con láseres, la ablación con láser es una técnica *a priori* muy simple, que requiere sólo un pulso de láser que incida sobre un objetivo con una película delgada de donde se desorbe material. La materia desprendida se acelera alcanzando velocidades de 1 km s^{-1} . En trabajos previos, el equipo de espectroscopia del TJ-II empleó la técnica de soplado con láser (LBO) para inyectar impurezas [279] y deducir los coeficientes de transporte monitorizando la relajación de las emisiones de las diferentes especies inyectadas

[279]. El término soplado (*blow-off*) indica que el material se libera en la misma dirección que la propagación del haz láser, a diferencia de la ablación por láser que libera el material en la dirección opuesta, hacia el propio el láser. En ambos casos, las partículas son expulsadas en la dirección normal a la superficie del objetivo. La Fig. 5.1 ilustra las diferencias esenciales entre la ablación láser convencional y la técnica de soplado.

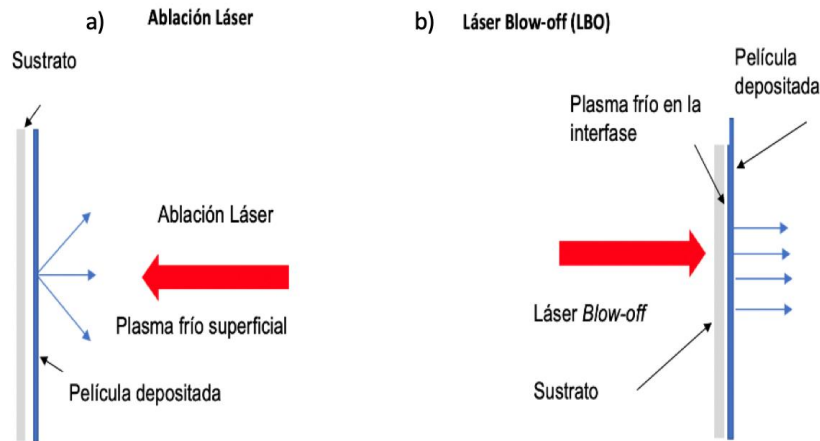


Fig. 5.1 Representación esquemática a) del proceso de ablación láser, donde se forma un plasma frío superficial sobre la zona ablacionada y b) de la técnica de soplado por láser (LBO), donde el plasma se forma en la interfase entre el sustrato y el recubrimiento.

En el *stellarator* LHD también se han realizado estudios de transporte de impurezas [280, 281] y de regímenes de raíz electrónica en modo de baja colisionalidad [282] en los que se observó una mejora del confinamiento de impurezas con la densidad electrónica.

En el *stellarator* W7-AS [283, 284] también se ha investigado el transporte de impurezas inyectadas mediante la técnica de LBO, identificándose una fuerte influencia en el confinamiento de impurezas tanto de la densidad como de la potencia de calentamiento. Para densidades electrónicas de plasma mayores de $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ hay una tendencia a la acumulación de impurezas. Hasta densidades de plasmas calentados con ECRH de $9 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ se contrarresta la acumulación de impurezas con el deterioro del confinamiento asociado a una mayor potencia de calentamiento. Mientras que en otros experimentos [159] se observa una reducción de la acumulación de impurezas a densidades altas, fenómeno conocido como modo H (H de *high-density*).

En lo referente al TJ-II, el estudio de las impurezas intrínsecas del plasma en el *stellarator* TJ-II se ha llevado a cabo en el capítulo 3 y en el capítulo 4, sin embargo, la importancia de prevenir la acumulación de impurezas en regímenes de confinamiento de energía mejorado (modo H) para mantener las condiciones del plasma en un estado estacionario, constituye uno

de los temas clave de la investigación de fusión actual y sigue siendo una parte indispensable de las investigaciones en curso, por lo que será objeto de este capítulo. En trabajos anteriores se han llevado a cabo estudios de transporte de impurezas ligeras (BC, LiF, BN) inyectadas mediante LBO en plasmas calentados con ECR [189]. El transporte se ha medido en regímenes de baja densidad (inyectando cantidades controladas de impurezas de B o Fe), donde el campo eléctrico radial es positivo, $E_r > 0$, y el plasma está en raíz electrónica. Los tiempos de confinamiento obtenidos reportaban valores moderados $\sim 5-7$ ms. En cambio, se hallaron limitaciones para inyectar impurezas pesadas (Fe, W), en particular en regímenes de alta densidad, debido a la limitación intrínseca de la densidad de corte o *cut-off* que interrumpe la descarga y a la falta de control de la densidad (ausencia de un verdadero *plateau* donde el plasma está en situación estacionaria). Cerca del valor de la densidad donde ocurre la transición hacia campo eléctrico negativo (de raíz iónica a raíz electrónica), se observa un incremento en los tiempos de confinamiento; pero en aquellas descargas con densidades mayores, el tiempo de confinamiento era mayor que la duración de la descarga y no resultaba posible deducir valor alguno para el tiempo de confinamiento con calentamiento NBI o cerca de la densidad de corte con ECRH. Para tratar de estudiar el tiempo de confinamiento en regímenes de raíz iónica se inyectaron impurezas ligeras en regímenes de alta densidad con calentamiento NBI, obteniéndose tiempos de confinamiento mayores que los obtenidos en bajas densidades. La limitación radica no tanto en la carga de la impureza sino en el aumento de la densidad tanto por la dificultad de obtener una densidad controlada y estable, como por la propia inyección.

Quedaba entonces pendiente investigar el comportamiento de impurezas pesadas inyectadas tanto en regímenes de raíz electrónica como en regímenes de raíz iónica en plasmas calentados mediante ECR para poder comparar los resultados experimentales con las predicciones de transporte neoclásico. Además, en el TJ-II se ha mostrado una dependencia del tiempo de confinamiento de la energía, τ_E , siguiendo la ley de potencia [285]:

$$\tau_E = n_e^{-1.06} i^{0.35} P_{ECRH}^{-0.62}, \quad (\text{Ec. 5.1})$$

siendo n_e , la densidad del plasma; i , la transformada rotacional, y P_{ECRH} , la potencia de calentamiento. Así, se pretende estudiar la relación que pudiera existir entre el tiempo de confinamiento de la energía y el tiempo de confinamiento de las impurezas, τ .

Para encarar este reto se tratará de: i) hacer un barrido en densidades en ambos regímenes de confinamiento (raíz electrónica y raíz iónica), y ii) estudiar la dependencia con la potencia de calentamiento usando diferentes gases de trabajo. Para lo cual se estimarán los tiempos de confinamiento de las impurezas y los coeficientes de transporte tras inyectar impurezas de

diferentes masas. Los tiempos de confinamiento de las impurezas se deducirán del decaimiento³⁰ de diferentes señales de radiación. Gracias a las reconstrucciones de perfiles de radiación bolométricos y de rayos X se tratará de deducir los coeficientes de difusión y transporte que dan cuenta de dichas emisiones mediante el empleo del código de transporte STRAHL. Finalmente, debido a que las simulaciones de transporte neoclásico también predicen diferencias en el transporte en regímenes diferentes [273] sería deseable poder llevar a cabo la comparación de estos resultados con las simulaciones del código EUTERPE [194] utilizado para estimar teóricamente el transporte neoclásico.

5.2. RESULTADOS EXPERIMENTALES

La comprensión y el control del transporte de impurezas son, por tanto, una cuestión esencial en dispositivos de fusión tipo *stellarator*. Se necesita comprender cómo afecta el régimen de confinamiento al transporte en el plasma y qué relación tiene con el campo eléctrico radial existente. Para ello, se han realizado experimentos de inyección de impurezas para determinar los coeficientes de transporte en diferentes regímenes de confinamiento con el fin de comparar los valores experimentales con las simulaciones de transporte de impurezas y poder desentrañar la contribución del transporte anómalo y neoclásico en las diferentes partes del plasma. Durante la primera etapa, el estudio se focalizará en plasmas calentados mediante microondas y se abordará el estudio de la dependencia del confinamiento con la densidad. También se investigará la dependencia del transporte de partículas al modificar la potencia de calentamiento por microondas. Estos experimentos, en combinación con estudios teóricos, permitirán comprobar qué modelos de transporte describen mejor el plasma ECRH del TJ-II.

Para comparar estos resultados experimentales con las predicciones de transporte neoclásico, se realizará un análisis de transporte de descargas representativas estudiando los tiempos de decaimiento de señales pertinentes. Utilizando el código de transporte de impurezas STRAHL, se estimarán los coeficientes de difusión y convección que darían cuenta de los perfiles de radiación experimentales. Para ello es necesario hacer coincidir mediante un ajuste complejo los resultados experimentales con evolución temporal de la radiación global local reconstruida de los conjuntos de bolómetros y los resultados del código. Hasta ahora cuando se compara con los cálculos neoclásicos, se encuentran desacuerdos para plasmas de baja densidad, mientras que se encuentra un mejor acuerdo para este último caso.

³⁰ Tiempo de decaimiento: tiempo que tarda el máximo de la señal en caer e^{-1} .

5.2.1 DEPENDENCIA CON EL CAMPO ELÉCTRICO RADIAL

El estudio del campo eléctrico radial resulta de interés aquí debido a que, en la misma configuración magnética, el confinamiento del plasma, puede ser diferente al variar la densidad, ya que se pasa de un régimen de raíz electrónica donde el campo eléctrico radial es positivo a un régimen de raíz iónica donde el campo eléctrico radial es negativo y la acumulación de impurezas se ve favorecida, con las consecuencias que esto conlleva. Ni en *tokamaks* ni en *stellarators* se tiene una explicación aceptada universalmente sobre el comportamiento del transporte de partículas en función de la densidad. El transporte de impurezas en un *stellarator* depende del dispositivo y de la naturaleza de los campos eléctricos unipolares que se establecen en el plasma. Este hecho podría explicar la aparente inconsistencia de resultados entre diferentes dispositivos que se asocia a la formación de barreras internas de transporte [286].

En el experimento en el *stellarator* TJ-II se inyectaron impurezas de hierro (Fe) en régimen de baja densidad ($0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) y en régimen de alta densidad ($\geq 0.8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) en 40 descargas de plasma con calentamiento ECRH durante la campaña experimental de primavera 2019. La elección de Fe como impureza extrínseca se debe a que su baja presencia en los plasmas ECRH típicos con una pared recién boronizada y litiada facilita su análisis y la interpretación de los resultados.

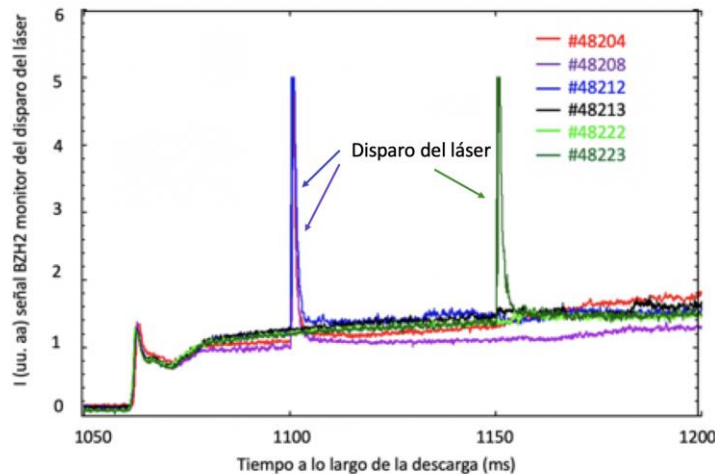


Fig. 5.2 Trazas del fotodiodo que permite monitorear el disparo del láser para las descargas desde # 48204 a # 48223 donde se inyectó hierro.

A modo de ejemplo, la Fig. 5.2 muestra las trazas de la señal de un fotodiodo (véase Fig. 2.38) que monitorea el disparo del láser. En las descargas #48204, #48208 y #48212 el disparo se produce en 1100 ms, mientras que en la descarga #48223 el disparo tiene lugar en 1150 ms. Las descargas #48213 y #48222 se emplean como descargas de referencia, sin disparo del láser. Los disparos se hicieron con una tensión nominal en la lámpara flash del láser de 1580 V, dando

lugar a una anchura temporal del pulso de 6.23 ± 0.01 ns y una lectura en el osciloscopio de una amplitud de pulso de 746.1 ± 0.5 mV³¹. La presencia de un pulso en una traza no indica que haya habido inyección de impurezas, sólo da cuenta del disparo del láser.

Para determinar si se ha producido inyección de Fe se monitoriza con el espectrómetro ACTON ½ m y el PMT (Fig. 2.38) una línea del espectro de emisión del hierro (Fe I 381.7 nm), además del espectro visible obtenido con el PMA12 (Fig. 5.4) y el espectro VUV (Fig. 5.5); también se observa la evolución de las trazas de rayos X y de bolometría.

Las descargas #48204 y #48208 corresponden a regímenes de baja densidad (alrededor de $0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) y donde E_r es positivo (raíz electrónica), mientras que las descargas #48212 en adelante corresponden a regímenes de alta densidad ($\geq 0.8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) donde E_r es negativo (raíz iónica). Si se comparan las trazas de la densidad promediada de línea para las descargas consecutivas #48221-#48223 (Fig. 5.3), se observa una evolución prácticamente igual para las tres desde el arranque, en 1060 ms, hasta el instante de 1150 ms (que es donde se produce la inyección en las descargas #48221 y #48223). En ellas se observa cómo tras la inyección la densidad aumenta hasta 1160 ms y luego disminuye hasta volver al valor de referencia en 1175 ms.

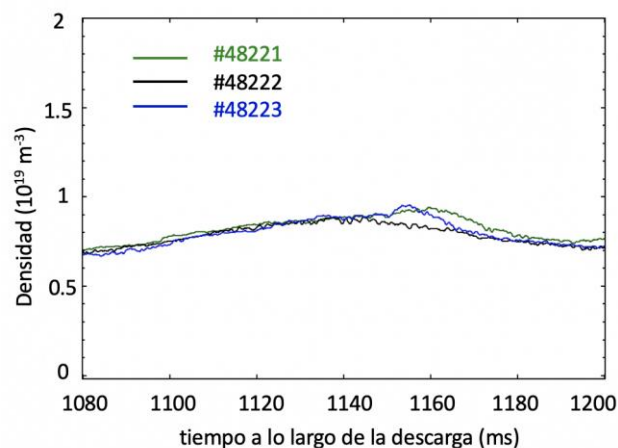


Fig. 5.3 Trazas de la densidad promediada de línea para la descarga #48222 (negro) sin inyección de impurezas y las descargas #48221 (verde) y #48223 (azul) donde se inyectó hierro en 1150 ms.

Al analizar los espectros del PMA12 en las descargas con inyección se observa un aumento de las líneas espectrales del hierro correspondientes a bajos estados de ionización a partir del momento de la inyección. Sirva de ejemplo la Fig. 5.4 de la descarga #48208, donde se recogen los espectros grabados con el espectrómetro PMA12 en el instante temporal 1090 ms, previo a la inyección de hierro en el plasma, y en el instante 1110 ms, posterior a la inyección.

³¹ Si bien no existe una calibración, si se ha observado fuera de operación del TJ-II una correspondencia directa entre la señal registrada en el osciloscopio y la intensidad del pulso láser.

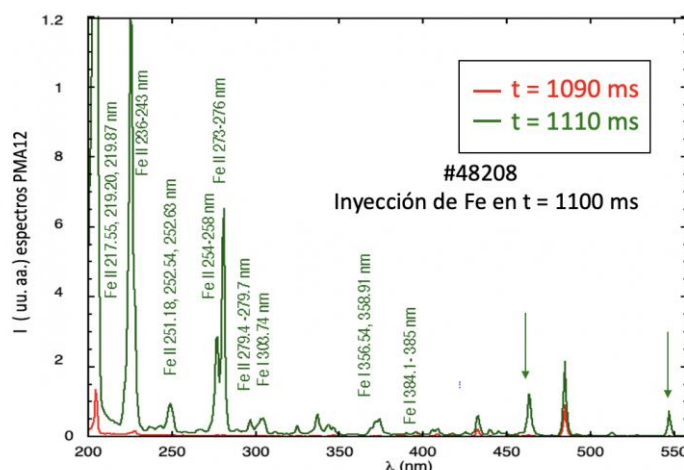


Fig. 5.4 Espectros en el rango comprendido entre 200 y 550 nm, para la descarga #48208 antes de la inyección de hierro (rojo) y en el instante posterior a la inyección (verde). Se identifican las líneas de hierro más intensas y sus longitudes de onda. Las líneas intensas en 450 y 550 nm pueden corresponder al segundo orden de las líneas de Fe II entre 236 y 275 nm.

Los espectros VUV de alta resolución permiten observar la presencia de estados de ionización elevados, hasta Fe^{+15} (Fe XVI), en el rango comprendido entre 22 y 42 nm para las descargas con inyección de hierro en instantes temporales posteriores a la inyección. En la [Fig. 5.5](#) se observa la evolución de las líneas de hierro, siendo las más intensas Fe XIV, Fe XV y Fe XVI. También pueden aparecer algunas líneas espectrales de aluminio, debidas al aluminio del sustrato de zafiro sobre el que se deposita la muestra de hierro para LBO.

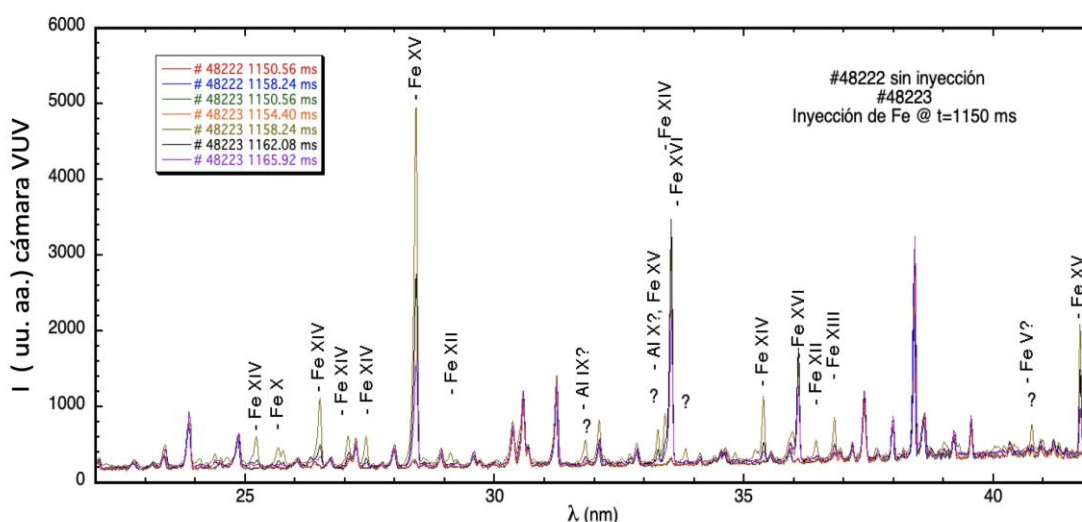


Fig. 5.5 Espectros grabados con el espectrómetro VUV en el rango comprendido entre 22 y 42 nm para las descargas #48222 (sin inyección de hierro) y #48223 (con inyección de hierro) en instantes temporales posteriores a la inyección. Se identifican las líneas de hierro más intensas.

Con respecto a la ionización de los átomos de Fe hasta los estados que detecta el espectrómetro VUV (Fe^{+9} a Fe^{+15}), cuyo tiempo de integración es de 3.84 ms, se estima que para las densidades de los plasmas ($0.6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$), el Fe tarda 110 μs en ionizarse en el estado de Fe^{+9} desde el estado anterior (Fe^{+8} para el Fe^{+9}), 240 μs en Fe^{+10} , 400 μs en Fe^{+11} , 920 μs en Fe^{+12} , 1.75 ms en Fe^{+13} , 3 ms en Fe^{+14} , 5.5 ms en Fe^{+15} y 10.5 ms en Fe^{+16} . La ausencia de líneas de Fe^{+16} (Fe XVII) se explica por la energía de ionización necesaria para pasar de Fe^{+15} (Fe XVI, 435.3 eV) a Fe^{+16} (Fe XVII, 1136.2 eV) [118]. Así se puede entender el retraso temporal de la emisión de las líneas correspondientes a iones más ionizados (Fig. 5.6), en particular el retraso en el crecimiento de las líneas de Fe XVI.

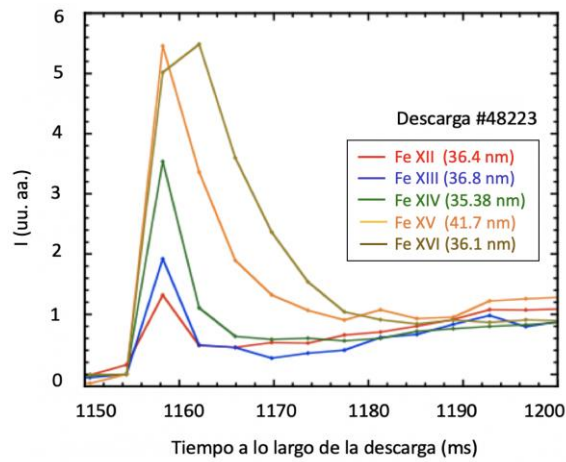


Fig. 5.6 Detalle de la evolución temporal de las intensidades relativas de las líneas espectrales de hierro correspondientes a los estados de ionización Fe XII -Fe XVI, para la descarga #48223. El tiempo de integración de lectura de los espectros es de 3.84 ms. Los puntos representan el tiempo en que determina la lectura de los espectros.

La cantidad de hierro inyectado se estima a través del aumento de la densidad promediada de línea del plasma, con lo que se determina el tamaño de una esfera equivalente de hierro; y la penetración del Fe en el plasma se estima a partir el ritmo de ablación de dicha esfera usando un modelo desarrollado para los perdigones de TESPEL [287]. Por similitud con el proceso que tiene lugar en la ablación de *pellets*, en el caso del Fe inyectado las colisiones con los electrones provocarían la ablación de la superficie, la ablación de la superficie crearía una nube neutra protectora al rodearse de las partículas del plasma lo que cambiaría la ablación. Esta nube seguiría creciendo y en algún momento se desconectaría del *pellet*. Al desprenderse, se produciría la ionización parcial y se expandiría a lo largo del campo magnético, produciéndose una deriva hacia fuera, menor que la que se produce en el caso del *pellet* debido al mayor peso del Fe respecto al H del *pellet*. Después volvería a crecer otra nube y a desprenderse, continuando el proceso hasta que desaparezca la esfera en el caso del *pellet*, la lámina (entre 1-2 μm de espesor

$\times 0.35$ -1 mm) en el caso del Fe, termine de ser ablacionada depositándose sus electrones en el plasma y dando lugar a un incremento de la densidad del plasma.

En primer lugar, tomando como ejemplo la descarga #48223, se observa que la densidad electrónica de línea pasa de $0.9 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ a $0.95 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, con lo que la variación de la densidad después de la inyección es $\Delta n_e = 5 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ por lo que se puede asumir que el hierro ha proporcionado unos 5×10^{17} electrones fríos al plasma³² (considerando un volumen de plasma de 1 m^3). Para compararlo con los átomos que se esperaban inyectar se puede utilizar una aproximación sencilla basada en el producto de la densidad del hierro por el tamaño del *spot* en la muestra ablacionada y por el espesor del material en el sustrato. Así, teniendo en cuenta que la densidad del hierro es 7874 kg m^{-3} , se estima que, para una lámina de $1 \text{ }\mu\text{m}$ de espesor y un *spot* de 0.35 mm de diámetro (a la vista del punto de impacto de la lámina ablacionada por el láser), se ha inyectado un volumen de $3.9 \times 10^{-13} \text{ m}^3$, con una masa de $3.1 \times 10^{-9} \text{ kg}$, que corresponde a 3.3×10^{16} átomos de Fe. Como el Fe se ioniza hasta Fe^{+15} (Fe XVI) (véase Fig.5.5), se asume que cada átomo de Fe proporciona 15 electrones fríos al plasma, lo que daría lugar a unos 5×10^{17} electrones aportados al plasma, coincidente con la estimación a partir de la densidad electrónica.

Para estimar la penetración del Fe en el plasma, se asume que se inyecta una esfera con un radio de $45 \text{ }\mu\text{m}$. El ritmo de ablación local del Fe en el plasma puede estimarse a partir de la expresión empleada en la ablación de *pellets* [287]:

$$\Delta N_{\text{Fe}}/\Delta t \text{ (átomos/s)} = r_p(\rho)^{1.44} \times T_e(\rho)^{1.72} \times n_e(\rho)^{0.45} \times A^{-0.28} \times \\ \times Z^{0.56} \times \varepsilon^{-0.16} \times (\gamma-1)^{0.28} \times 1.94 \times 10^{14}, \quad (\text{Ec. 5.2})$$

donde ρ es el radio normalizado del plasma [cm], $r_p(\rho)$ es el radio [cm] de la esfera de Fe (radio del *pellet* por analogía con la inyección de *pellets* criogénicos) en el radio ρ , $T_e(\rho)$ es la temperatura del plasma (eV), $n_e(\rho)$ es la densidad de plasma (cm^{-3})³³, A y Z son respectivamente la masa (u.m.a.) y la carga del núcleo de Fe, $\varepsilon = 4.16 \text{ eV}$ [118] es la energía de sublimación de Fe y $\gamma = 7/5$ [118] es el coeficiente de dilatación adiabática de vapor de Fe, que da cuenta de la razón entre la entalpía y la energía interna del gas que se forma. La velocidad de inyección se ha estimado en 1 km s^{-1} [260]. De esta manera, un perdigón de hierro con radio inicial de $45 \text{ }\mu\text{m}$, va

³² Se trata de una aproximación dado que la densidad de línea es el promedio de la densidad de una cuerda que pasa por el borde y atraviesa el centro del plasma, sin embargo, el volumen en el centro del plasma es mucho menor que el volumen en el borde del plasma, donde la densidad es menor que en el centro.

³³ Al extraerse de [287] las unidades no están expresadas en el SI.

a penetrar hasta, y más allá, del centro del plasma como recoge la [Fig. 5.7](#), donde se puede ver la evolución del número de partículas de hierro que se introducen en el plasma por unidad de tiempo y la distancia recorrida dentro del mismo.

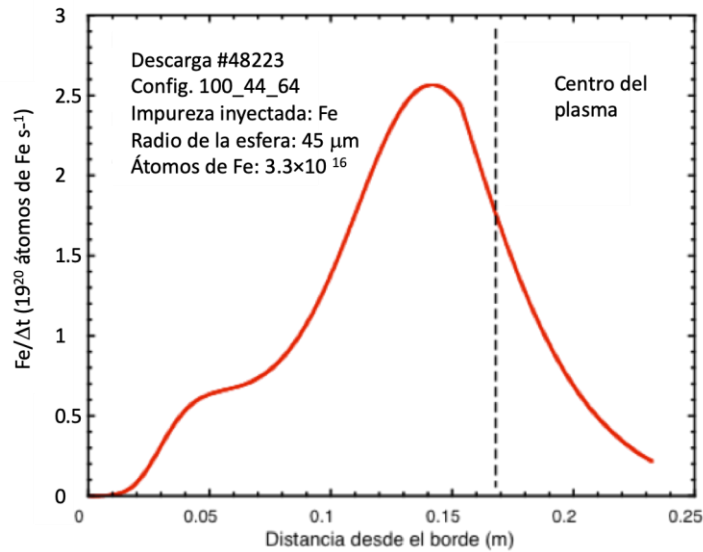


Fig. 5.7 Curva que simula el número de partículas de hierro que se introducen en el plasma por unidad de tiempo en función de la distancia de penetración en el plasma para la descarga #48223, en la configuración 100_44_64. El centro del plasma se sitúa a la distancia de 0.17 m.

Como la materia inyectada no tiene forma de esfera o *pellet*, la penetración estimada aquí será un límite superior. Esta estimación es consistente con el enfriamiento que se produce, cuando se observan las temperaturas electrónicas del plasma medidas por los detectores ECE, dado que la perturbación en T_e (ρ) más profunda ocurre alrededor de $\rho = 0.19$ en las descargas estudiadas.

La [Fig. 5.8](#) muestra las temperaturas electrónicas del plasma medidas con detectores ECE en un ejemplo de descargas en las que se puede observar este leve enfriamiento. Como puede verse, el enfriamiento del plasma es leve debido a que la aportación de electrones fríos procedentes del hierro es de un 10% (5×10^{17} electrones frente a 5×10^{18} electrones en el plasma). El hierro penetra hasta el centro del plasma, de lo contrario no se observarían altos estados de ionización de hierro para los que se requieren energías que sólo se alcanzan en esa región. Es decir, se observa que la ablación tiene dos efectos, por un lado, sube la densidad de línea del plasma y otro es el enfriamiento por dos razones, se añaden 5×10^{17} electrones fríos al plasma y, al tiempo, los electrones del plasma que dan lugar a la ablación se enfrían. Luego, la temperatura del plasma se recupera rápidamente debido al calentamiento directo de los electrones por ECRH.

Como en estos experimentos no se dispone de datos del campo eléctrico radial (ni el reflectómetro Doppler no estaba disponible ni había datos de HIBP) para determinar si se ha producido un cambio de raíz se ha recurrido a los modos localizados y previamente bien

identificados de bolometría [288]. Se estima el espectro promedio de las señales y la diferencia de fase de un modo de vibración del plasma bien definido (correspondiente a la transformada rotacional 8/5) bien localizado, entre las señales de bolometría correspondientes a dos cuerdas de observación poloidales (ABOL1 y ABOL15) equivalentes entre sí distanciadas 180° toroidalmente que corresponden a $\rho = \pm 0.9$ (véase Fig. 1.10).

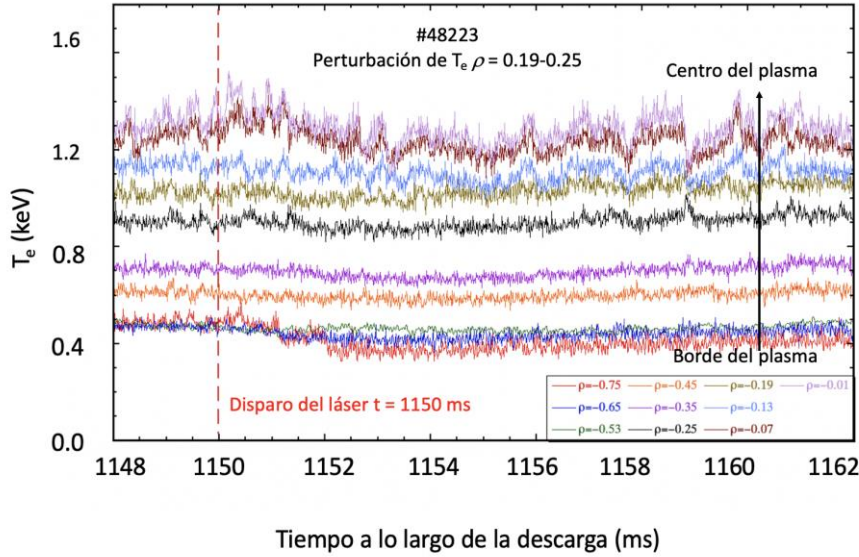


Fig. 5.8 Trazas de temperatura electrónica medidas con detectores ECE en función del radio normalizado para la descarga #48223 en la que ha habido inyección de impurezas de hierro mediante LBO en $t = 1150$ ms.

Los cambios de fase en las diferencias (ABOL1-ABOL15) indican un cambio de dirección de rotación que es debido a la inversión del campo eléctrico radial o cambio de raíz. Así, valores negativos en la diferencia de fase de este modo son indicativos de raíz electrónica, mientras que valores positivos indican que la raíz es iónica. Por un lado, la fase de la coherencia entre las señales ABOL1 y ABOL15 coincide con la fase del espectrograma cruzado (ABOL1-ABOL15). Por otro lado, estas relaciones están contrastadas con las medidas del reflectómetro Doppler y sirven de calibración indirecta entre ambos diagnósticos [288]. En la Fig. 5.9 se recoge el espectrograma promedio de fase obtenido a partir de las señales de bolometría para la descarga #48206 (sin inyección) donde se puede observar el cambio de raíz de electrónica a iónica a partir de 1150 ms. En la Fig. 5.10 se recoge el espectrograma promedio para la descarga #48223 donde se puede apreciar una reducción en la diferencia de fase pasando a ser el logaritmo de la fase de -2 a -1 (Fig. 5.10.a), y la diferencia de fase pasa de un valor alrededor de 150 (raíz iónica) a un valor de 50 (raíz iónica) (Fig. 5.10.b), es decir, permaneciendo en raíz iónica tanto en el momento de la inyección ($t = 1150$ ms) y como a lo largo de toda la descarga.

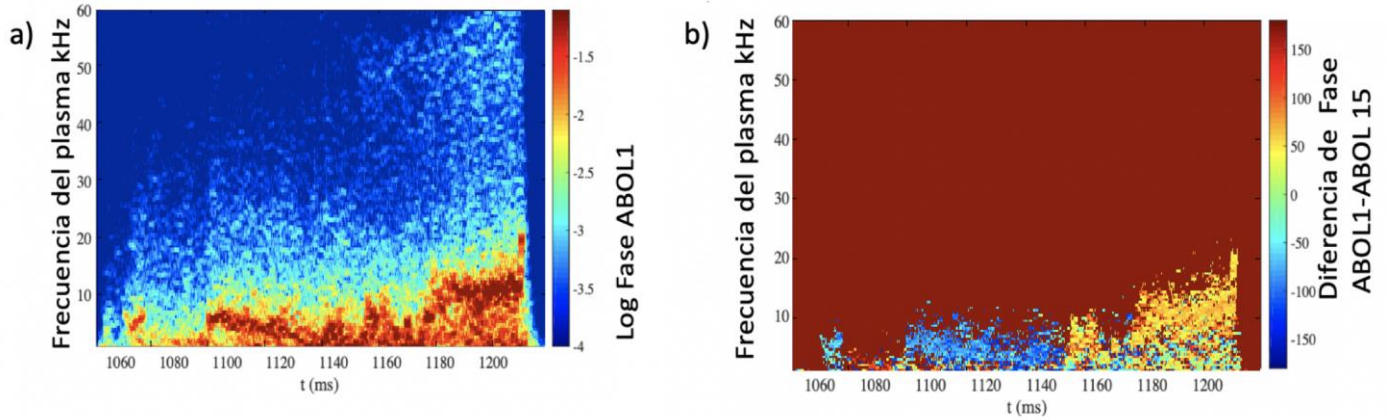


Fig. 5.9 Espectrogramas de fase en función del tiempo para la descarga #48206 obtenidos a) a partir de las señales bolometría ABOL1 ($\rho = 0.9$) y b) a partir de la diferencia de fase de las señales de los bolómetros ABOL1 y ABOL15 (ambos en $\rho = \pm 0.9$).

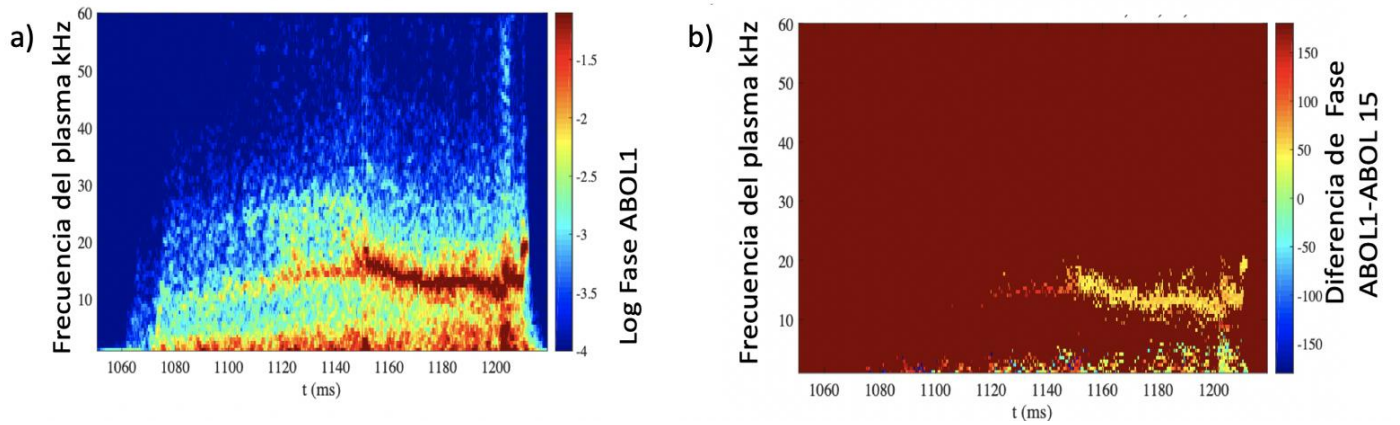


Fig. 5.10 Espectrogramas de fase en función del tiempo para la descarga #48223 obtenidos a) a partir de la señal del bolómetro ABOL1 ($\rho = 0.9$) y b) a partir de la diferencia de fase de las señales de los bolómetros ABOL1 y ABOL15 (ambos en $\rho = \pm 0.9$)

Esta observación se corrobora con las señales de las bobinas MIRNOV para la misma descarga, que reflejan la actividad magnética (magnetohidrodinámica) del plasma si se realiza un análisis análogo de dos señales de dichas bobinas y se sigue el mismo modo. Además, en la señal de los NPA³⁴, que determinan la temperatura iónica central del plasma se observan cambios, aunque no hay una correlación directa entre los flujos de protones a baja energía y los átomos de Fe, es decir, no hay transferencia directa de calor entre los átomos de Fe y los protones, pero sí se produce un enfriamiento del plasma. Sin embargo, en la inyección de impurezas en raíz electrónica (#48208), no se observa modificación alguna, siendo el comportamiento similar al que exhibe la descarga sin inyección de impurezas (#48222), mientras que, en la descarga

³⁴ Los NPAs miden el flujo de átomos neutros procedentes del plasma a diferentes energías (normalmente entre 200 y 600 eV), la inversa de la pendiente de regresión entre los flujos de neutros a dichas energías determina la temperatura del *bulk* del plasma.

donde se inyectan impurezas en raíz iónica (#48223) se observa un incremento breve entre el 15-20% de la temperatura iónica ([Fig. 5.11](#)). Esto podría explicarse porque la colisionalidad de iones y electrones es directamente proporcional al aumento de la densidad y varía inversamente con la raíz cúbica de la velocidad de termalización de iones y electrones; los iones inyectados mediante LBO disminuyen la temperatura de termalización, al tiempo que la densidad electrónica aumenta. Al aumentar la colisionalidad pudiera ser que se estabilizara la turbulencia observándose este efecto [[289](#)]. Sería interesante investigar esta observación con simulaciones de la turbulencia del plasma.

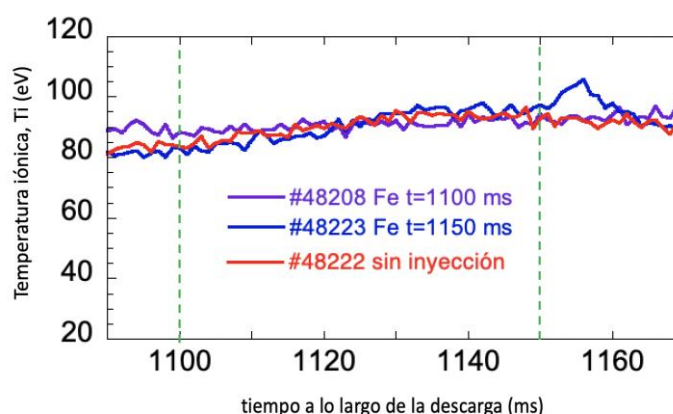


Fig. 5.11 Evolución temporal de las trazas de temperatura iónica central medidas con los sistemas NPA para las descargas #48208 (violeta) donde se inyectan impurezas de hierro en 1100 ms, #48223 donde se inyectan impurezas de hierro en 1150 ms y #48222 donde no se inyectan.

Para visualizar los efectos de la inyección en la radiación se comparan los perfiles bolométricos, en las [Fig. 5.12](#) y [Fig. 5.13](#) donde se puede apreciar el perfil de radiación medido a partir de los 16 canales poloidales situados en el sector C para las descargas #48208 y #48223. Prácticamente todos los canales bolométricos detectan la entrada de impurezas con un aumento de la radiación a excepción de los canales 14, 15 y 16, que para la configuración estándar quedan fuera de la última superficie de flujo cerrada. Para los canales del 1 al 13 se observa un incremento en la radiación con un máximo en 1106 ms (#48208) y en 1156 ms (#48223), pero el decaimiento en esta descarga de mayor densidad (#48223) es más lento que en la descarga de densidad menor (#48208).

Este incremento de la radiación y distinto decaimiento sucede para todas las matrices de detectores en ambas descargas. La distribución de las matrices de detectores bolométricos y de rayos X a lo largo de los diferentes sectores del TJ-II (véanse [Fig. 1.10](#) y [Fig. 1.11](#)) permite reconstruir tomográficamente la radiación con resolución temporal y espacial. Las señales de los detectores bolométricos que se ubican en el mismo sector A1 de la inyección son sensibles a los

primeros estados de ionización de la impureza inyectada. Estas señales van a posibilitar reconstruir los perfiles de radiación a partir de los cuales se determinarán los tiempos de decaimiento y los coeficientes de difusión y transporte.

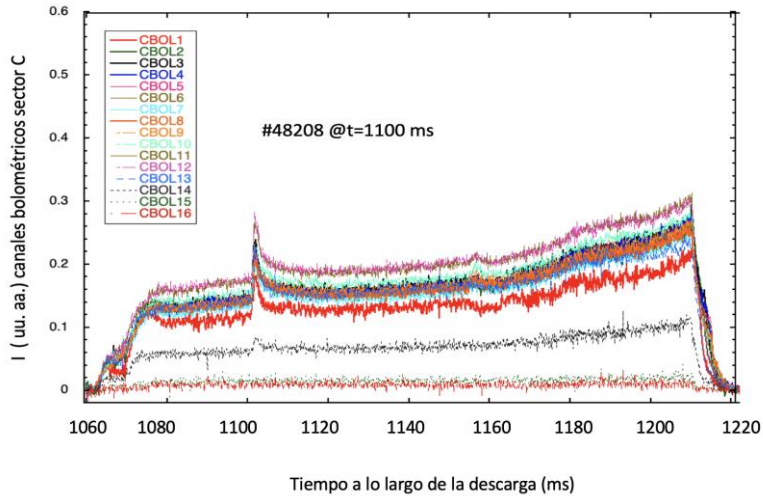


Fig. 5.12 Trazas de radiación correspondientes a la matriz bolométrica de 16 canales poloidales situada en el sector C para la descarga #48208 donde la inyección de hierro se produjo en 1100 ms.

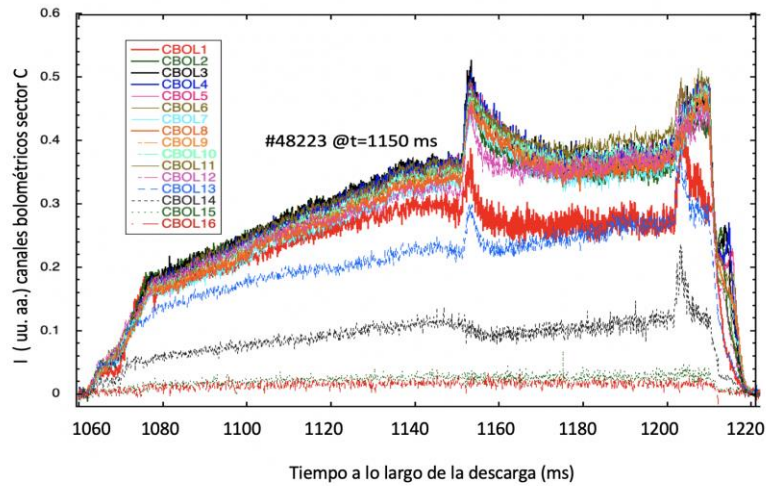


Fig. 5.13 Trazas de radiación correspondientes a la matriz bolométrica de 16 canales poloidales situada en el sector C para la descarga #48223, donde la inyección de hierro se produjo en 1150 ms.

De manera similar, los detectores de rayos X (véase [Fig. 1.11](#)) permiten seguir con resolución temporal, la perturbación en la emisión de rayos X del plasma debido a la inyección de hierro. A modo de ejemplo, se muestra en la [Fig. 5.14](#) las trazas de uno de los detectores de rayos X (RX509), donde se observa el aumento y posterior decaimiento de la radiación tras la inyección de impurezas y la ausencia de dicha perturbación en las descargas sin inyección. Los rayos X proceden principalmente de la zona central del plasma, por lo que son de interés para

estimar la radiación central del plasma, debida a la inyección de Fe. Finalmente, es posible realizar reconstrucciones tomográficas de señales de rayos X, lo que posibilita obtener información espacial sobre dichas perturbaciones.

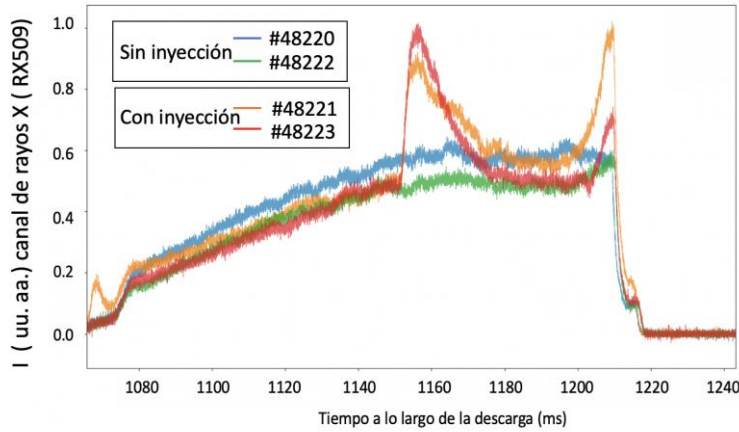


Fig. 5.14 Trazas de un canal de un monitor de radiación de rayos X (RX509) correspondientes a las descargas # 48220-#48223.

Se han elegido las trazas de rayos X y a partir de estas señales se obtienen los tiempos de decaimiento con el programa *wdecay* [170] como se explicó en el [epígrafe 2.4.4](#). A modo de ejemplo se muestran en las [Figs. 5.15.a\)](#) y b) los tiempos de decaimiento para la descarga #48208 (baja densidad, raíz electrónica) y #48223 (alta densidad, raíz iónica) para una cuerda de visión de los detectores poloidales de rayos X. Se ha seleccionado el canal RX509 que corresponde a $\rho = 0$ en la configuración estándar ya que puede reflejar la acumulación central de impurezas.

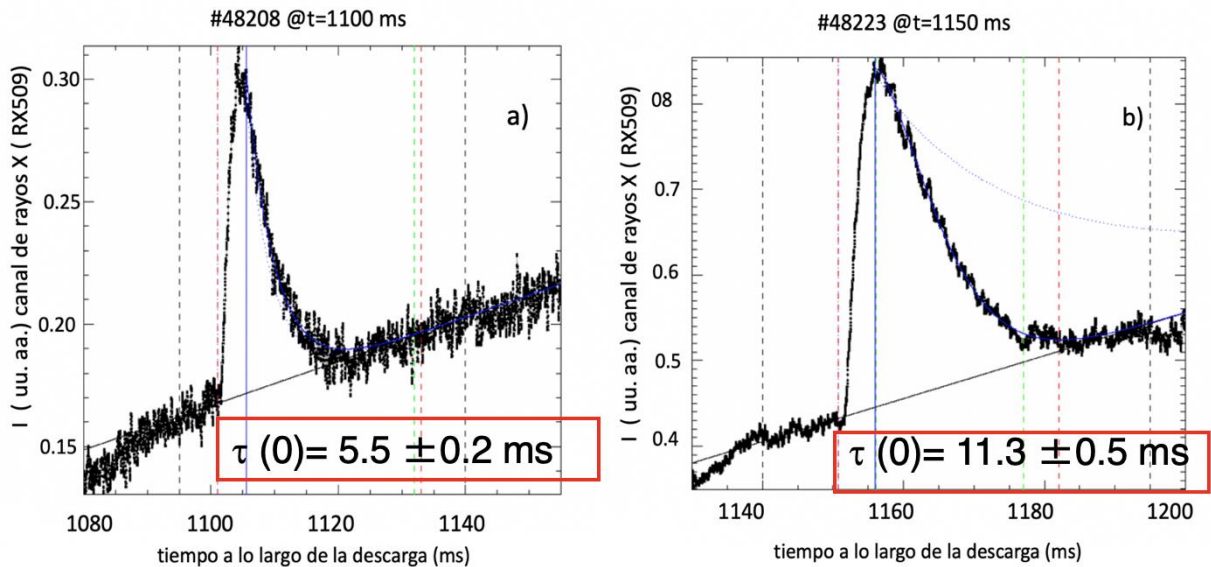


Fig. 5.15 Evolución temporal de la señal del detector de rayos X (RX509) en $\rho = 0$ para obtener el tiempo de decaimiento de la perturbación inducida debido a la inyección de hierro, τ , en las descargas: a) #48208 (raíz electrónica) ($\tau = 5.5 \pm 0.2$ ms) y b) #48223 (raíz iónica) ($\tau = 11.3 \pm 0.5$ ms).

ms), donde los tiempos de decaimiento fueron obtenidos con el programa de ajuste *wdecay*. Las líneas discontinuas representan el intervalo donde se estudia la perturbación y los valores de entrada proporcionados como semillas para el programa de ajuste *W-decay*. La línea azul continua representa el inicio del decaimiento y la línea negra continua representa el valor de referencia (sin perturbación).

Con las trazas de cada una de las cuerdas que observan señal de radiación de rayos X debida a la perturbación que produce la inyección de impurezas (canales RX505 a RX512) se obtiene la Fig. 5.16. El resto de canales corresponden a regiones donde la densidad electrónica es muy baja y no se puede distinguir entre las señales debidas a los rayos X y el ruido en los detectores. En la Fig. 5.16 se comparan los tiempos de decaimiento, τ , de la perturbación en la radiación para ambas descargas, estos tiempos de decaimiento de la perturbación se interpretan como tiempos de confinamiento de la impureza en el plasma. Por un lado, se observan tiempos de confinamiento moderados en regímenes de baja densidad donde el campo eléctrico radial es positivo (raíz electrónica) del orden de 7.4 ± 0.2 ms, similares a los obtenidos en trabajos previos. Por otro lado, los tiempos de confinamiento en regímenes de raíz iónica son del orden de 12.3 ± 0.5 ms, superiores a los tiempos de confinamiento estimados en plasmas con igual calentamiento y raíz electrónica [165]. Si los cambios en los parámetros macroscópicos del plasma (n_e , T_e) pueden ser excluidos, el aumento en la radiación de impurezas suele ser el indicador observable de acumulación de impurezas. Por lo que, estos tiempos de confinamiento mayores en regímenes de raíz iónica se traducirían en un acúmulo de impurezas si el flujo hacia el interior es considerable [159].

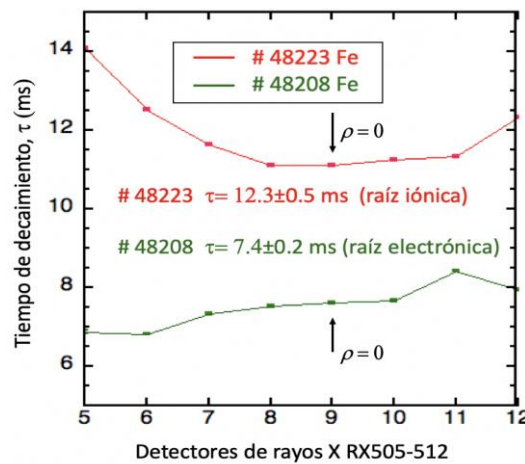


Fig. 5.16 Comparación de los tiempos de decaimiento, τ , de la perturbación producida al inyectar hierro, correspondientes a las descargas #48208 (raíz electrónica) y #48223 (raíz iónica) obtenidos con el programa *wdecay* a partir de los canales RX505 a RX512 de radiación de rayos X, correspondientes a $\rho = \pm 0.8$. Las flechas indican el canal correspondiente al centro del plasma.

Debido a la topología tridimensional del campo magnético existen diferentes escalas de transporte con frecuencia de colisión ν y los coeficientes de transporte dependen del E_r . Por lo tanto, no existe una solución analítica para el E_r y la condición de ambipolaridad de los flujos de partículas que determina que el E_r puede tener múltiples raíces dependiendo de la configuración magnética y de los parámetros de plasma. El flujo radial de impurezas, Γ_Z , se parametriza mediante dos coeficientes radialmente dependientes: el coeficiente de difusión, D , y el coeficiente de convección, V .

$$\Gamma_Z = -Dn'_Z + Vn_Z, \quad (\text{Ec. 5.3})$$

donde D representa todos los términos difusivos conectados con el gradiente de densidad de impurezas (parte difusiva); V todos los términos convectivos relacionados con los perfiles de densidad y la temperatura (parte convectiva), y n_Z es la densidad de impurezas, siendo n'_Z su gradiente. Dependiendo del signo del gradiente y de la relación entre D y V se producirá acumulación de impurezas. Así, en plasmas con tiempos de confinamiento de impurezas largos en el centro del plasma, donde la relación V_Z/D_Z , es grande, se espera acumulación [159]. En consecuencia, un gradiente positivo indica que las impurezas se expulsan hacia el borde del plasma, mientras que un gradiente negativo se relaciona con una acumulación de impurezas.

Aquí, para la obtención de los coeficientes de difusión y transporte se empleará el código STRAHL [169, epígrafe 2.4.4] STRAHL es un código de transporte de impurezas que incluye cálculos neoclásicos de transporte acoplados. Como el código STRAHL fue desarrollado para *tokamaks*, presenta una limitación intrínseca para su uso en *stellarators*, dado que la rotación toroidal del plasma no es tenida en cuenta. En STRAHL se asume que la temperatura de los iones principales (protones) y la temperatura de las impurezas es la misma, siendo ésta otra limitación para su empleo en el TJ-II. Requiere como parámetros de entrada los perfiles del plasma, como la temperatura y la densidad electrónica o los coeficientes difusivos y convectivos. Con esta información STRAHL calcula los perfiles de radiación, como los de rayos X y bolometría: Por medio de un proceso iterativo de ajuste, compara los perfiles reconstruidos de rayos X y los perfiles reconstruidos de bolometría con los perfiles calculados por STRAHL, de forma que, cuando coinciden se consigue estimar los coeficientes de difusión, D , y transporte convectivo, V . Los perfiles de densidad y temperatura electrónicas introducidos en el código se recogen en la Fig. 5.17. El procedimiento que se ha seguido ha sido, en un primer paso, mediante el método de iteración se han escalado los perfiles planos de los coeficientes D y V para estimar los valores aproximados que explican las evoluciones de emisividad de radiación obtenidas en diferentes radios normalizados. En un segundo paso, la simulación implica un nuevo proceso iterativo con

la posibilidad de modificar los coeficientes de transporte, así como varios parámetros desconocidos experimentalmente en el código como, por ejemplo, la deposición radial de impurezas, el perfil de neutros, el reciclado, etc, que se han de modificar hasta lograr un buen ajuste entre los datos experimentales y los resultados de STRAHL.

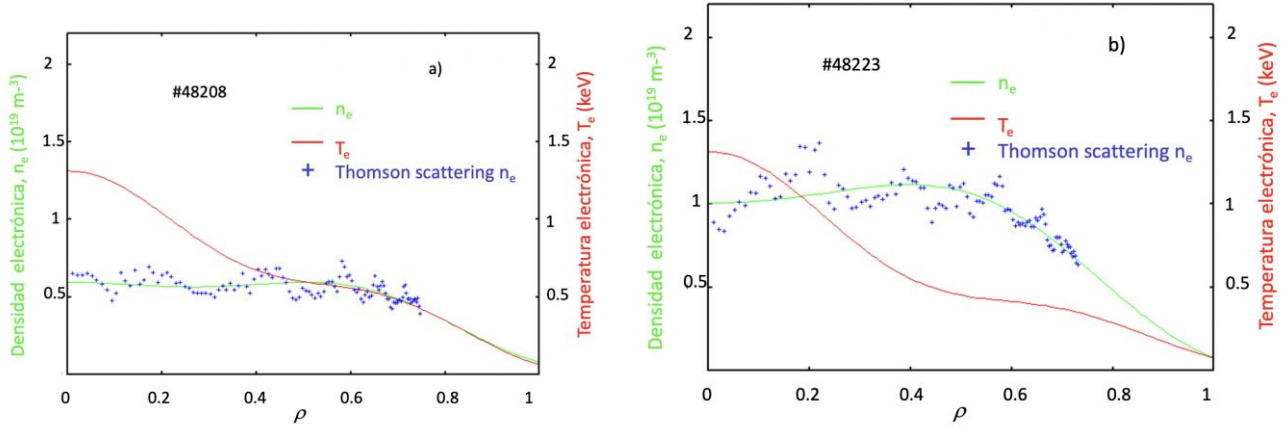


Fig. 5.17 Perfiles de densidad electrónica (verde claro) y temperatura electrónica (rojos) reconstruidos a partir de las señales de Thomson scattering (se muestra en azul la densidad) para las descargas a) #48208 (raíz electrónica) y b) #48223 (raíz iónica).

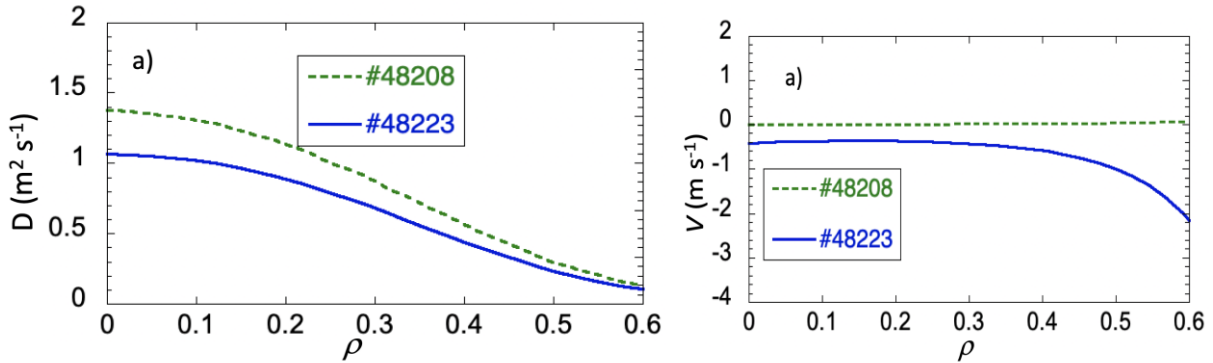


Fig. 5.18 Coeficientes de a) difusión, D , y b) transporte, V , estimados a partir del código STRAHL para las descargas #48208 (raíz electrónica) y #48223 (raíz iónica).

Obtenidos los coeficientes de transporte se grafica ([Fig. 5.19](#)) el cociente V/D que representa el gradiente del perfil de impurezas en el equilibrio y es indicativo del grado de acumulación de impurezas. Los resultados indican un coeficiente de difusión, D , en $\rho = 0$ de $1.3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ para la descarga #48208 (raíz electrónica) siendo de $1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ para la descarga #48223 (raíz iónica), valores que decrecen hasta el borde del plasma donde se hacen cero. En el caso de la descarga en raíz iónica se observa una reducción del 25% en el valor de D en el centro del plasma con respecto a la descarga en raíz electrónica, mientras que hacia el borde del plasma los valores del término difusivo tienden a ser similares. Esto resulta consistente con los mayores tiempos de confinamiento observados para la descarga en raíz iónica, como se mostraba en la [Fig. 5.16](#).

Respecto a los valores de transporte convectivo, V , en la descarga #48208 (raíz electrónica) no se observa contribución de dicho transporte, mientras que en la descarga #48223 (raíz iónica) el coeficiente decrece desde el centro del plasma (en valores próximos a -0.5 m s^{-1}) hacia el borde donde tiende a caer, lo que refleja una mayor dependencia con el campo eléctrico radial para esta descarga y una contribución hacia dentro de las impurezas. Si bien, el transporte convectivo se relaciona directamente con el campo eléctrico, es en la descarga #48223 donde se observa una mayor influencia, al inducir E_r un transporte hacia el centro del plasma debido al signo del campo.

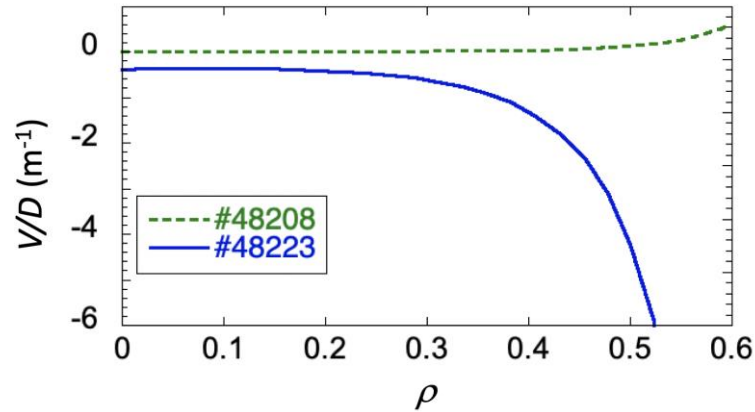


Fig. 5.19 Perfil radial de Fe en el equilibrio para las descargas #48208 (raíz electrónica) y #48223 (raíz iónica).

A la vista de la [Fig. 5.19](#) se observa un perfil plano para la descarga #44208, al ser la contribución de los términos convectivos prácticamente nula, mientras que para la descarga #48223 se observa un gradiente negativo. El perfil radial de impurezas de Fe determinado por la relación local entre D y V muestra un transporte hacia el centro del plasma entre $\rho = 0.3$ a 0.5 . Es decir, en la descarga en #48223 se produciría una doble contribución a la acumulación de impurezas entre $\rho = 0.3$ a 0.5 debido a una mayor difusión y un mayor transporte convectivo en régimen de raíz iónica, frente a la descarga #48208, donde predomina principalmente el transporte difusivo debido al régimen de raíz electrónica. En cambio, también se observa un escenario sin acumulación en el centro del plasma $\rho = 0$ a 0.3 (perfil plano), para la descarga #48223 esto explicaría el posible mantenimiento del plasma para densidades próximas a la densidad de corte sin que se produzca el colapso radiativo. En [\[159\]](#) Burhenn *et al.* se propone que un tiempo de confinamiento de impurezas largo podría permitir el mantenimiento exitoso del plasma a un nivel de radiación razonable si el equilibrio entre el nivel de las pérdidas de radiación de impurezas y el flujo de partículas fuera lo suficientemente bajo como para no degradar la energía del plasma e iniciar el colapso por radiación, esta explicación sería compatible con lo observado en la descargas analizadas. Tal retención de la entrada de impurezas

se podría lograr mediante mecanismos de fricción, que permitieran el escape periódico de partículas en la SOL que se conoce como la actividad de modos localizados en el borde (ELM).

Para tratar de comparar estos resultados con las predicciones neoclásicas se ha empleado el código de transporte EUTERPE [194], que es empleado en plasmas de fusión para simulaciones girocinéticas, transporte y turbulencias. Este código permite estudiar el confinamiento de impurezas en plasmas usando perfiles de densidad y temperatura experimentales, así como el valor del campo eléctrico radial neoclásico, bien sea éste estimado en TJ-II mediante simulaciones con el código DKES o tomando su valor experimental medido mediante reflectometría Doppler. Las simulaciones arrancan de un estado de equilibrio y hace evolucionar el potencial electrostático sin cambiar el campo magnético. Finalmente, permite obtener los coeficientes de transporte, D y V [289]. Los intentos de obtener dichos coeficientes para las descargas estudiadas no han provisto aún resultados sólidos y se halla, a fecha de escritura de la presente tesis, en progreso. Los primeros intentos han mostrado discrepancias en el signo del campo eléctrico radial, y problemas en la convergencia de las trazas de flujo de partículas. Estas son debidas principalmente a las incertidumbres en el perfil de T_i , así como a la fuerte variación de potencial sobre las superficies magnéticas que TJ-II exhibe [145], muestra de la lejanía de la función de distribución de las impurezas de la Maxwellidad.

En ocasiones, además, los coeficientes de transporte D y V son insuficientes para describir los datos experimentales, es decir, se han de considerar coeficientes de transporte anómalo (procedentes de procesos de transporte turbulentos). Por un lado, la interpretación teórica de los procesos requiere un abordaje multidisciplinar, pero la evidencia experimental hallada puede dar apoyo a las teorías. En primer lugar, cabe discutir el régimen de colisionalidad que tiene lugar en el TJ-II para las densidades alcanzadas. Dado que uno de los ingredientes de las simulaciones es introducir las variaciones de potencial de las superficies magnéticas la clave posiblemente sea el cambio de gradiente del potencial eléctrico del plasma de positivo a negativo [290]. Para entender cómo afecta el cambio de gradiente, la interpretación que se sigue es que, al cambiar los gradientes de temperatura y densidad de positivo a negativo en el borde del plasma, cambia la magnitud de las asimetrías de potencial y la fase del campo eléctrico, alejándose de la función de distribución Maxwelliana, haciendo que éste contribuya e importe [289]. Por tanto, sería interesante no sólo determinar las asimetrías de potencial con inyección de impurezas [288] sino determinar, así mismo, la temperatura iónica, mediante técnicas de CXS. Convendría estimar en qué medida consideraciones mejorarían las simulaciones para obtener estos parámetros de transporte en el TJ-II con independencia de cuál fuera la respuesta y cómo podrían validarse experimentalmente.

5.2.2 DEPENDENCIA CON LA MASA DE LA IMPUREZA INYECTADA

La investigación de las propiedades del confinamiento de las impurezas, con masa y carga, Z , significativamente diferentes, puede ayudar a dilucidar los mecanismos de transporte que operan en el núcleo y en diferentes radios de los plasmas de fusión. El esfuerzo realizado en *tokamaks* para investigar la influencia de la carga y la masa de impurezas se ha resumido en [291]. Encontrándose que tanto carbono como nitrógeno experimentan una difusividad del orden de $10 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ y una fuerte velocidad de convección hacia el interior de $\sim 40 \text{ m s}^{-1}$ cerca del borde del plasma, siendo estos coeficientes de transporte de impurezas experimentales en MAST consistentes con los neoclásicos. El modelo, que combina el transporte neoclásico con el modelo de transporte turbulento, predice una dependencia de los coeficientes de transporte de impurezas con la carga. Por ejemplo, en *tokamaks* se estudió la influencia de Z en el transporte de impurezas en ASDEX Upgrade [292]. Se encontró que, para Ne, Ar, Kr y Xe, el coeficiente de difusión en el centro es $D \leq 6 \times 10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ y aumenta con la distancia radial desde el centro. Con el aumento del número atómico, el transporte se vuelve fuertemente convectivo con velocidades de deriva dirigidas hacia el centro que resulta en densidades de impurezas muy altas para números atómicos altos. El coeficiente de difusión calculado y la velocidad de deriva están cerca de los valores experimentales para los elementos de menor número atómico. Sin embargo, para números atómicos altos, el coeficiente de difusión calculado es menor en un factor de hasta 2.5 y la velocidad de deriva hacia adentro es demasiado pequeña en un factor de 10. Esta discrepancia posiblemente se explique porque los códigos de transporte no tienen en cuenta la rotación toroidal del plasma y ni las asimetrías. En JET [293] se desarrolló una técnica para determinar el transporte de impurezas con diferentes números atómicos de forma independiente que consiste en la inyección de gases nobles (Ne y Ar) en la misma descarga y la simulación de los coeficientes de transporte a partir de las intensidades de las emisiones espectrales de ultravioleta al vacío y la intensidad absoluta de las señales de rayos X. Se observa que los coeficientes de transporte exceden las predicciones neoclásicas, siendo muy similares para ambas impurezas.

En contraste, en *stellarators* [294], se investigó la dependencia del número atómico en el confinamiento de impurezas inyectando gránulos que contenían diferentes elementos (C, Al o Ti) mientras se monitorizaba la perturbación resultante por *bremsstrahlung* visible con resolución temporal y espacial. En LHD se observa que, en plasmas de hidrógeno, el coeficiente de difusión experimental es típicamente un orden de magnitud mayor que el valor neoclásico y muestra una débil dependencia con el número atómico y la densidad electrónica. En cambio, la velocidad convectiva presenta fuertes dependencias con ambos parámetros y siendo un factor 2 menor en plasma de helio que en plasmas de hidrógeno. En trabajos anteriores en el TJ-II, se ha

estudiado el confinamiento de LiF, BN y W en plasmas calentados mediante ECR [189] siendo los tiempos de confinamiento observados del mismo orden que los coeficientes obtenidos mediante simulaciones neoclásicas. Sin embargo, los resultados muestran una clara dependencia con la carga de los iones en el núcleo de estos plasmas, donde los iones ligeros se encontrarán completamente ionizados y los iones pesados presentarán estados de ionización altos. En este experimento se pretende llevar a cabo un análisis de transporte, para impurezas ligeras y pesadas, para determinar si el efecto observado en el núcleo del plasma entre los tiempos de decaimiento de la radiación global local [189] puede traducirse en diferencias en los coeficientes de transporte al analizar los datos utilizando el código STRAHL [72]: haciendo coincidir el comportamiento temporal de la radiación global local reconstruida a partir de matrices bolométricas con las simulaciones del código (véase [bolometría y rayos X](#)).

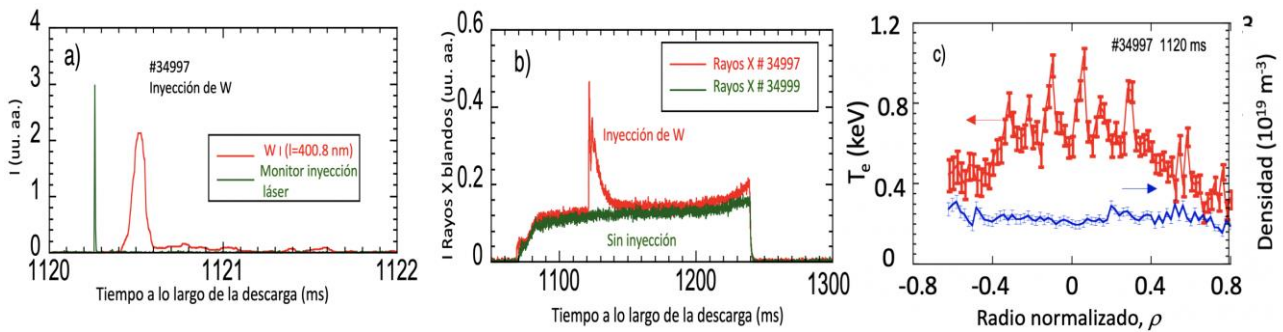


Fig. 5.20 Trazas y perfiles para las descargas con calentamiento ECR: a) traza del monitor de inyección y de la intensidad de una línea espectral de W I grabada para la descarga #34997 y su referencia sin inyección, #34999; b) traza de la intensidad de una cuerda central del monitor de rayos X para ambas descargas, y c) perfiles de densidad y temperatura electrónicas adquiridos con esparcimiento Thomson para la descarga #34997.

Las descargas que se analizan corresponden a inyecciones llevadas a cabo en plasmas con calentamiento ECR de 500 kW de potencia, con hidrógeno o helio como gas de trabajo y en la configuración estándar (descargas #34918-#35024). Las trazas de densidad promediada de línea son del orden de $0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, mientras que la temperatura electrónica tiene valores centrales en el rango de 400 a 800 eV. Además, el perfil radial de la temperatura iónica mayoritaria es plano para $\rho \leq 0.8$ con un valor central de alrededor de 80-100 eV. A modo de ejemplo en la [Fig. 5.20](#) se muestran las trazas seleccionadas de la descarga #34997 donde se inyectó W.

La comparación entre los resultados experimentales, el comportamiento temporal de la radiación global local reconstruida a partir de matrices bolométricas y las simulaciones STRAHL se muestran en la [Fig. 5.21](#) para tres radios normalizados seleccionados y para las tres impurezas inyectadas: BN, LiF y W. Las comparaciones mostradas corresponden al mejor ajuste al escanear los diferentes parámetros involucrados en STRAHL. Los perfiles D y V correspondientes a estos

ajustes se muestran a continuación, así como la sensibilidad del método para modificar los perfiles D y V en torno a la mejor predicción. Con STRAHL y usando sólo las emisividades bolométricas locales [54], se logra ajustar el tiempo de decaimiento observado para ρ en el intervalo comprendido entre 0 y aproximadamente 0.6, pero, generalmente, el ajuste se deteriora más allá de estos valores de ρ como muestran las Fig. 5.21.c, Fig. 5.21.f y Fig. 5.21.i. Los tiempos de decaimiento observados oscilan entre 5 y 7 ms para las tres impurezas. Se ha seleccionado el $\rho=0.4$ porque es una buena representación del comportamiento de cualquier otro radio interno. Se encuentra que es necesaria una variación radial del coeficiente de transporte para hacer coincidir los datos experimentales. Además, cabe resaltar dos puntos: i) la mayor sensibilidad al modificar el coeficiente de difusión porcentaje del 20% en el caso de BN y del 10% en el caso de W y ii) la menor sensibilidad de los resultados de la simulación a cambios más mayores en el coeficiente V . Obsérvese que la inyección de W puede ajustarse únicamente incluyendo coeficiente de difusión y con coeficiente de convección próximo a cero. En todos los casos, la línea roja corresponde al mejor ajuste.

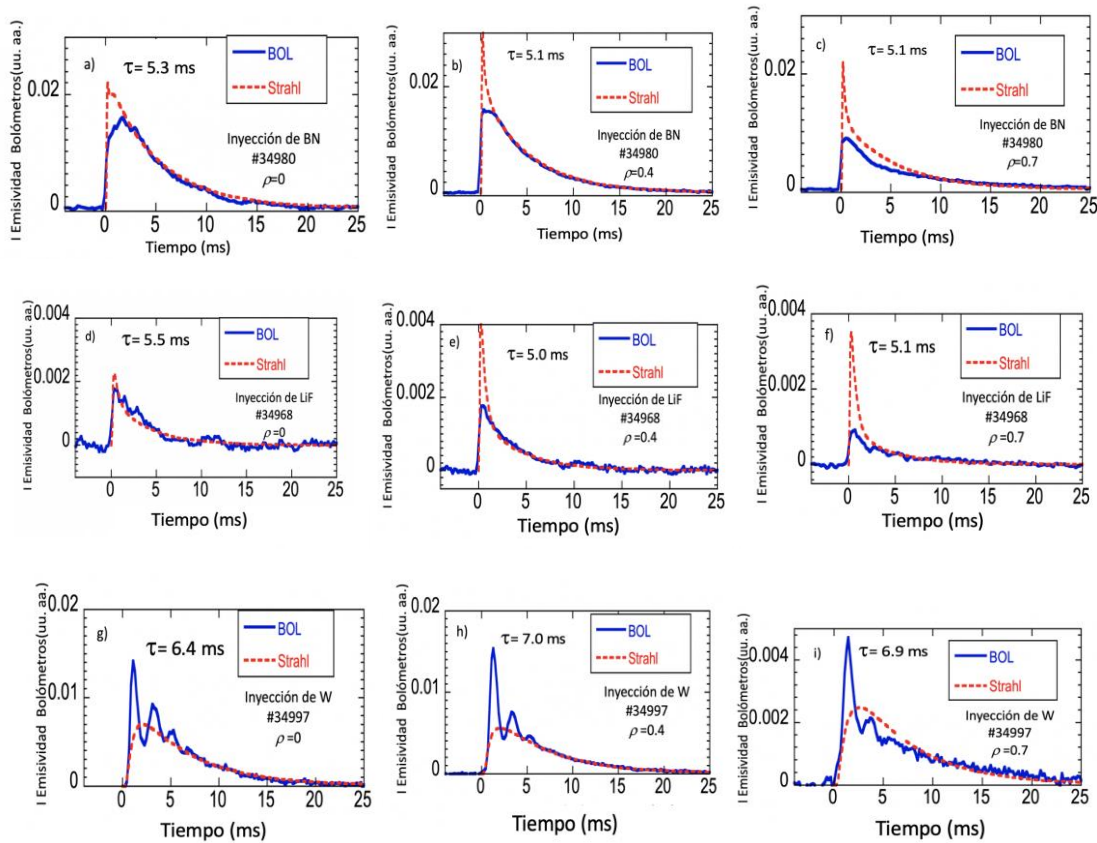


Fig. 5.21 Comparación entre los datos experimentales (azul) y las simulaciones llevadas a cabo con el código de transporte STRAHL mediante el ajuste del decaimiento de la perturbación de las señales de radiación bolométricas para diferentes impurezas inyectadas, BN (a-c), LiF (d-f) y W (g-i) y su evolución con el radio normalizado, para $\rho = 0$ (a, d y g), $\rho = 0.4$ (b, e y h) y $\rho = 0.7$ (c, f y i).

Asimismo, se encuentra que la contribución de las colisiones de intercambio de carga de neutros con iones de impurezas es crucial para hacer coincidir los datos de radiación local para las impurezas ligeras, donde los datos atómicos sobre estos procesos están incluidos en el código. Finalmente, los resultados del análisis de transporte para las tres descargas e impurezas analizadas se representan en la Fig. 5.23. Los perfiles de los coeficientes D y V correspondientes al mejor ajuste se trazan en rojo, mientras que las curvas discontinuas corresponden al ejercicio de sensibilidad representado en la Fig. 5.22.

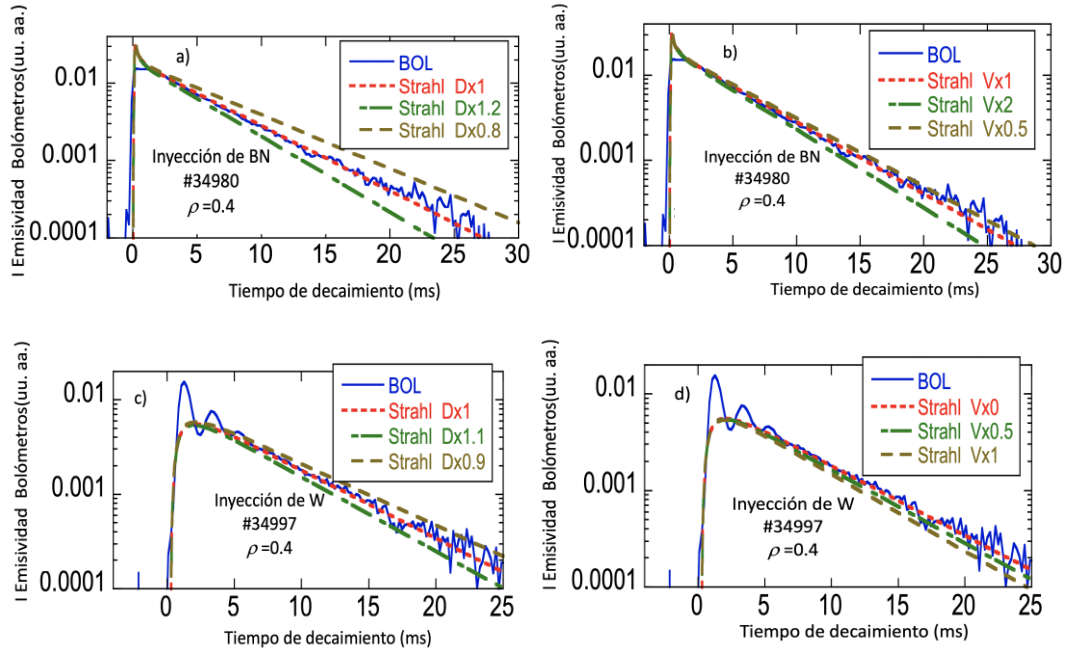


Fig. 5.22 Representación gráfica de que muestra la sensibilidad del ajuste a los cambios en los coeficientes de transporte D y V a) y b) para la inyección de BN y c) y d) para la inyección de W.

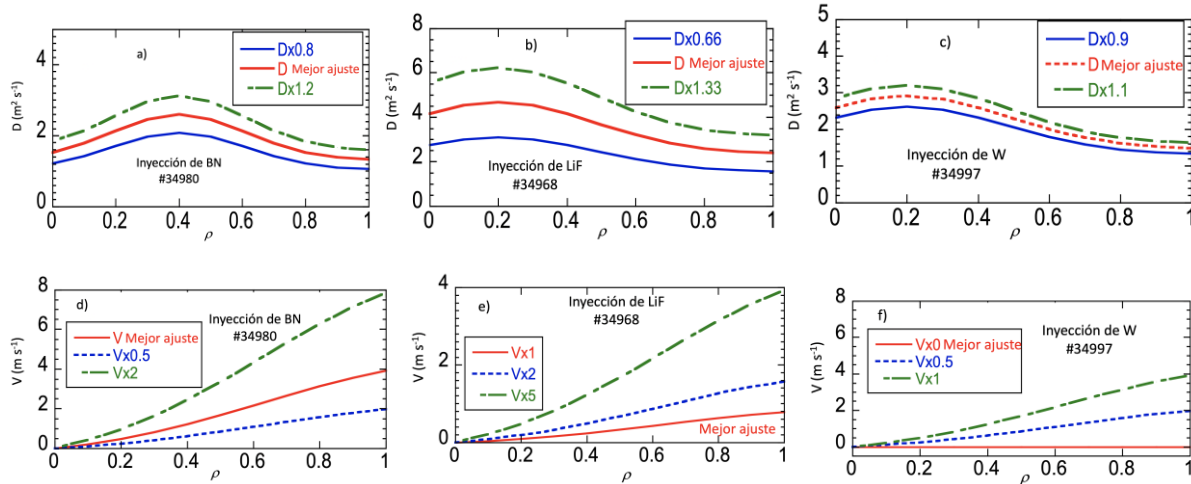


Fig. 5.23 Coeficientes de transporte de difusión y transporte deducidos del ajuste de los datos experimentales de radiación grabados con las matrices bolométricas y la simulación llevada a cabo con el código de transporte STRAHL para impurezas de BN, LiF y W inyectadas mediante LBO.

Se observa que los coeficientes de difusión presentan un máximo alrededor de $\rho = 0.4$ para BN mientras que ese máximo se observa en $\rho = 0.2$ para LiF y W. En el caso de LiF se inyectan dos elementos con masas atómicas muy diferentes, pero quien predomina en el transporte es principalmente el flúor, ya que el litio se ioniza rápidamente y su contribución a las señales de bolometría ha de ser menor. Los resultados obtenidos se muestran en la [tabla 5.1](#) para $\rho = 0.4$ y concuerdan claramente con los resultados de LiF reportados previamente en [\[189\]](#) para el análisis del tiempo de decaimiento en comparación con las otras dos impurezas.

Impureza inyectada	D (m ² s ⁻¹)	V (m s ⁻¹)
BN	2,5	1
LiF	4	0.2
W	2.5	0

Tabla 5.1 Coeficientes de transporte D y V obtenidos mediante el código STRAHL para la inyección de BN, LiF y W en $\rho = 0.4$.

Una posible explicación de estas diferencias puede hallarse en la contribución de las impurezas a la radiación global emitida: para el caso de LiF el Li predomina en el borde, mientras que el F podrá contribuir a la radiación central, en el caso de BN la emisión puede considerarse similar. Por un lado, los tiempos de confinamiento dependen de la masa de la impureza inyectada como se ha mostrado en la [Fig. 5.20](#). Por otro lado, los coeficientes de convección tienen una tendencia creciente a medida que aumenta el radio normalizado, pero la pendiente es menor en BN que en LiF y menor aún en W, donde para lograr el mejor ajuste de los perfiles de radiación se requiere suponer un $V = 0$. No obstante, los coeficientes de convección son muy pequeños comparados con la velocidad de inyección de las impurezas y la velocidad de rotación del plasma. El transporte respondería, por tanto, a un modelo difusivo principalmente. No obstante, al analizar la sensibilidad del código se concluye que los coeficientes de transporte obtenidos mediante el ajuste de los datos de bolometría experimentales en el código STRAHL para impurezas de BN y W necesitan un estudio y análisis más detallado para encontrar diferencias significativas.

5.2.3 DEPENDENCIA DE LA POTENCIA DE CALENTAMIENTO

El objetivo del presente experimento es estudiar la influencia del nivel de potencia de ECRH en el confinamiento y el transporte de impurezas ligeras (LiF) y pesadas (Fe) inyectadas mediante LBO, en plasmas de hidrógeno y helio del TJ-II casi estacionarios. Aquí se presenta un estudio con un barrido de P_{ECRH} entre 150 y 500 kW y se emplean como gases de trabajo H o He. Los perfiles de densidad electrónica promediada de línea oscilan entre $0.45\text{-}0.6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$

mientras que la temperatura electrónica central oscila entre 0.8 y 1.5 keV. Se trabaja en la configuración estándar, 100_44_64 y se estudian las descargas comprendidas entre #42898-#42907. Se seleccionan las descargas relevantes que presentan referencias sin inyección con iguales parámetros macroscópicos.

En primer lugar, se estima el tiempo de decaimiento en diferentes monitores de radiación con tres niveles de potencia, 150, 390 y 500 kW, con el fin de investigar cómo varía el confinamiento con la potencia inyectada *on-axis* y se compara con el tiempo de confinamiento de energía global en la ley de escala del TJ-II [295, 296]. Para ello, se realiza el barrido de potencia de ECRH en plasmas de hidrógeno con los girotrones apuntados al eje magnético (*on-axis*) y a continuación se inyectan LiF y Fe. Los resultados se muestran en la Fig. 5.24 a), donde los tiempos de decaimiento promedio de la perturbación, medidos utilizando canales centrales de rayos X blandos (SXR), se grafican para distintas inyecciones. El ajuste de datos en función de la ley de escala, $\tau = \tau_0 \times (P_{ECRH})^p$, muestra una degradación del confinamiento de impurezas con la potencia de calentamiento con un exponente que varía entre $p = -0.59$ para LiF y -0.92 para Fe. Se encontró que este parámetro era $p = -0.54$ para Al en el W-7AS [159]. También se encontró la estimación la degradación en el confinamiento de impurezas con potencia de ECRH en el TCV (*tokamak*) [297], pero con un exponente más moderado, -0.21 , para Si. Por el contrario, se determinó que el parámetro de degradación para el tiempo de confinamiento de energía global era $p = -0.6$ en la ley de escalado del *stellarator* ISS04v3 [297]. Según los estudios llevados a cabo en el TJ-II, el tiempo de confinamiento de la energía global exhibe un parámetro $p = -0.74$ [291], por lo que los valores encontrados experimentalmente podrían mostrar que la variación del tiempo de confinamiento con la potencia de calentamiento es sensible a la masa de la impureza. No obstante, la base de datos experimental es escasa y se requiere completarla con experimentos adicionales para llegar a resultados concluyentes.

En segundo lugar, en la Fig. 5.24.b), se muestra un gráfico del tiempo de confinamiento de Fe frente a la densidad promediada de línea para una exploración de potencia en plasmas He. El tiempo de confinamiento muestra valores similares y casi constantes (dentro de las barras de error), en torno a unos 4 ms, con la densidad y para potencias de calentamiento entre 390 y 500 kW; siendo la tendencia similar para 150 kW, aunque los tiempos de confinamiento encontrados son superiores, del orden de 7 ms. Cabe señalar aquí que al reducir la potencia de los girotrones se reduce el efecto bombeo o *pump-out* de los electrones, es decir, como las microondas tienden a empujar los electrones hacia fuera, al reducir la potencia se acumulan en el centro, esto contribuiría a reducir el campo eléctrico radial en el centro. Con 150 kW de

potencia de ECRH el E_r suele ser menos positivo en el centro comparado con 400 o 500 kW, aunque siga estando en raíz electrónica mientras que el E_r suele llegar a ser negativo en el borde (raíz iónica); como consecuencia, la reducción del bombeo, hace que se reduzca el E_r y aumente el tiempo de confinamiento. Obsérvese también que el tiempo de confinamiento es casi constante con la densidad. El efecto que produce la reducción de potencia es más débil en helio que en hidrógeno. Además, sólo se observa una diferencia significativa con la masa del ion principal del plasma (H y He), al inyectar Fe a la potencia más baja (150 kW), posiblemente por el efecto de bombeo relacionado con la turbulencia del plasma, como se muestra en la [Fig. 5.24.b\).](#)

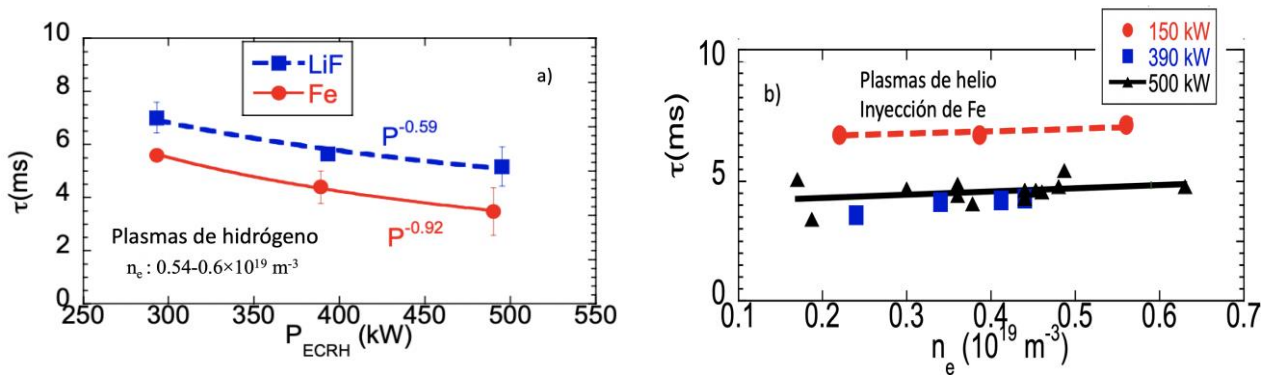


Fig. 5.24 a) Representación gráfica de los tiempos de confinamiento, τ , de Fe y LiF en plasmas de hidrógeno con densidad electrónica promediada de línea comprendida entre $0.54-0.6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ en función de la potencia de calentamiento ECR on-axis. Para cada una de ellas se muestra la degradación del confinamiento global, P^p ; y b) representación de los tiempos de confinamiento tras inyectar Fe en plasmas de helio a diferentes potencias de calentamiento ECR on-axis en función de la densidad promediada de línea.

Para comparar los tiempos de confinamiento entre LiF y Fe, en plasmas de He, se representa adicionalmente la [Fig. 5.25](#). Esta gráfica muestra el tiempo de confinamiento para ambas impurezas en función de la densidad promediada de línea. En la [Fig. 5.25.a\)](#) se observa que el tiempo de confinamiento de Fe tiende a aumentar con la densidad electrónica, mientras que parece decrecer dramáticamente para LiF. Este comportamiento sólo ha sido explorado en regímenes densidad electrónica promediada de línea inferior a la densidad de corte, por lo que el régimen de raíz es electrónico, siendo deseable poder llevar a cabo el estudio en regímenes de raíz iónica. Para los plasmas en torno a $0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ se observan tiempos de confinamiento alrededor a 5 ms para ambas impurezas, a la potencia de 500 kW ([Fig. 5.25.b\).](#) Finalmente, se observa que no sólo el nivel de la potencia inyectada juega un papel en el confinamiento de impurezas, sino también la posición radial donde se deposita la potencia: se observa una diferencia en el tiempo de confinamiento de impurezas entre las descargas con deposición de

potencia de calentamiento *on-axis* ($\rho = 0$), menor, en comparación con el calentamiento *off-axis* ($\rho = 0.33$), como se ilustra en la [Fig. 5.25.c](#)) para diferentes densidades promediadas de línea. Estos conjuntos de descargas seleccionadas se realizan a la potencia máxima de ECRH (500 kW) y la impureza inyectada es Fe. Posiblemente este comportamiento diferente a menor potencia de calentamiento sea atribuible al efecto de *pump-out* tras el calentamiento ECR que cambiaría el perfil del E_r .

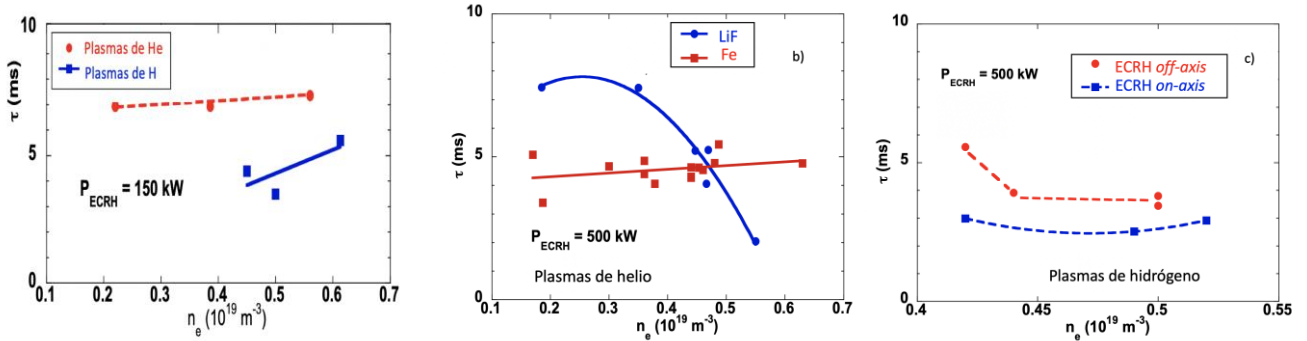


Fig. 5.25 Influencia del calentamiento en el tiempo de confinamiento en función de la densidad electrónica promediada de línea de: a) impurezas de Fe inyectadas en plasmas de helio e hidrógeno a la potencia de 150 kW de ECRH; b) LiF y Fe inyectados en plasmas de helio a la potencia de 500 kW de ECRH, y c) impurezas de Fe inyectadas en plasmas con calentamiento ECR *on-axis* y *off-axis*.

En tercer lugar, se realiza un estudio de la dependencia radial del tiempo de confinamiento de impurezas, utilizando la respuesta local reconstruida tomográficamente en las matrices bolométricas. Los resultados de este análisis se muestran en la [Fig. 5.26.a](#)) para tres descargas de plasmas de hidrógeno seleccionadas con calentamiento ECR *on-axis* de 300, 390 y 500 kW y donde se ha inyectado Fe siendo la densidad promediada de línea de $0.5\text{-}0.6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Como en la [Fig. 5.24.a](#)), se observa que τ decrece al aumentar la potencia de calentamiento ECR. En las potencias de calentamiento de 390 y 500 kW los tiempos de confinamiento tienden a ser constantes en el intervalo comprendido entre $\rho = 0$ y $\rho = 0.7$ (centro del plasma) y parecen mostrar una tendencia creciente entre $\rho = 0.7$ y $\rho = 1$ (hacia el borde); mientras que, para la potencia de calentamiento menor, 300 kW, parece observarse una tendencia decreciente hasta $\rho = 0.6$. Esta observación podría explicarse porque al disminuir la potencia de calentamiento se reduce el *pump-out* de los electrones, que se acumulan en el centro y, en consecuencia, se reduce el E_r en el centro que, aun siguiendo en raíz electrónica, es menos positivo que a mayor potencia. Finalmente, los resultados del transporte de difusión con resolución espacial obtenidos mediante el código STRAHL se representan en la [Fig. 5.26.b](#)), para las mismas descargas de la [Fig. 5.26.a](#)). Se utilizan coeficientes de difusión, sin incluir convección alguna

en el análisis, ya que se considera que esta asunción no sólo simplifica el código de transporte, sino que, además, puede resultar suficiente para dar cuenta de la potencia de radiación global local deducida de los conjuntos de bolómetros.

El coeficiente de difusión representa la facilidad con que la impureza se desplaza en el plasma debido a los gradientes de densidad de la impureza. Cabe señalar que el coeficiente de difusión, D , exhibe valores menores al disminuir la potencia de calentamiento, presenta una tendencia creciente entre $\rho = 0$ y $\rho = 0.5$ para las tres potencias de calentamiento y disminuye al aumentar la potencia de calentamiento en el borde.

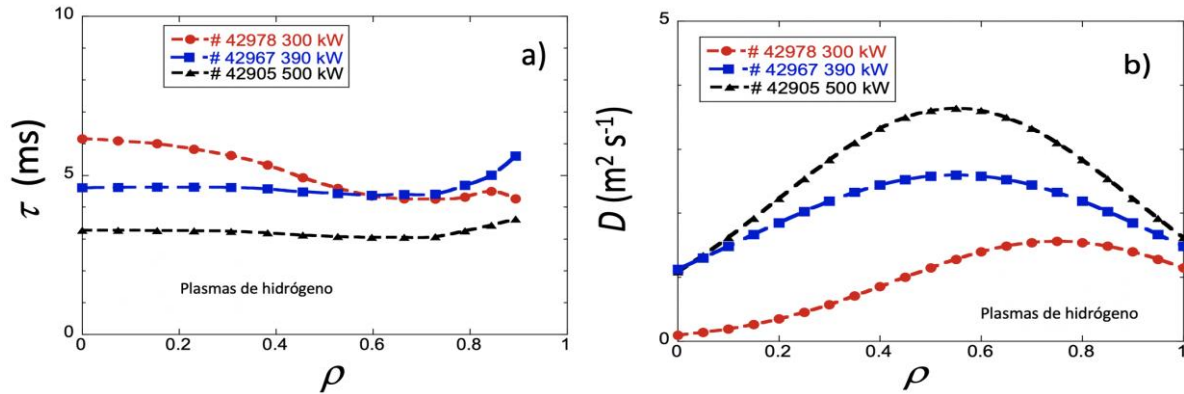


Fig. 5.26 Resultados plasma para tres descargas con diferente potencia de calentamiento on-axis ECR a) del tiempo de confinamiento y b) el coeficiente de transporte, D , estimados con el código STRAHL para Fe inyectado mediante LBO en función del radio normalizado del plasma.

Como los valores de los coeficientes de difusión hallados son positivos, si el perfil del gradiente de densidad de la impureza, n'_Z , es negativo y similar para los tres casos, la contribución del término $-Dn'_Z$ al transporte sería hacia fuera, es decir, conforme a la [Ec. 5.3](#) el flujo, Γ_Z se reduciría con la potencia de calentamiento y podría resultar en un aumento del tiempo de confinamiento. No obstante, estos resultados discrepan de los observados en la [Fig. 5.18](#) estimados en el mismo rango de densidades. Estas diferencias pudieran ser atribuibles al diferente signo del campo eléctrico radial, a diferencias macroscópicas en el plasma o bien a que el análisis se ha llevado a cabo de manera menos rigurosa sin tener en cuenta la contribución del término difusivo. Cabe reseñar que en W7-X se han encontrado diferencias de 2 órdenes de magnitud entre los coeficientes de difusión hallados a nivel experimental y los calculados a nivel teórico con programas como EUTERPE [\[194\]](#). Estas diferencias podrían explicarse por el transporte turbulento existente. La contribución del término Vn_Z no se ha estudiado. Sería deseable poder llevar a cabo un barrido en densidad en plasmas de hidrógeno con igual potencia de calentamiento, a fin de estudiar la tendencia en los tiempos de confinamiento y con un riguroso control del signo del campo eléctrico radial.

CAPÍTULO 6. CONCLUSIONES

A lo largo de este capítulo se presenta el resumen del trabajo experimental sobre las técnicas de espectroscopia óptica aplicadas a plasmas de fusión en el dispositivo experimental *stellarator* TJ-II. El capítulo se organiza en torno a los objetivos propuestos al inicio de la memoria y se muestran las conclusiones particulares de cada uno de ellos. Finalmente, se exponen las líneas de investigación abiertas y los trabajos futuros que se plantean desarrollar para dar continuidad a esta investigación.

6.1. OBJETIVOS ALCANZADOS Y CONCLUSIONES GENERALES

Los estudios de espectroscopia llevados a cabo en el *stellarator* TJ-II han perseguido obtener espectros continuos y discretos en el rango del visible de los plasmas del TJ-II, así como su análisis. La finalidad última era conseguir una visión global del comportamiento de las impurezas presentes en los plasmas TJ-II y de la radiación continua emitida por dichas impurezas, desarrollando la potencialidad de la espectroscopia como técnica diagnóstica.

Se ha planteado la necesidad de abordar el problema derivado de la presencia de impurezas en los plasmas de los futuros reactores de fusión, en general, y en las máquinas tipo *stellarator*, en particular, debido a su potencial impacto negativo, diluyendo el combustible y provocando pérdidas de potencia por radiación. Además, siendo más acusado este efecto nocivo en los dispositivos tipo *stellarator* frente a los de tipo *tokamak*, que resulta en la acumulación de impurezas en los primeros, surge de la necesidad de aportar un estudio detallado empleando técnicas espectroscópicas en el *stellarator* TJ-II, dada la versatilidad de este dispositivo.

La importancia general del trabajo reside, en primer lugar, en que se han ampliado en gran medida las posibilidades experimentales de la espectroscopia en el TJ-II, ayudando a mejorar el entendimiento de la física de plasma presente en este dispositivo y permitiendo posteriores desarrollos de investigación. En segundo lugar, y derivado de lo anterior, se ha conseguido una visión global del impacto de las impurezas en los plasmas de fusión del TJ-II para lo cual se han implementado nuevas técnicas y explorado su potencialidad, abriendo nuevas líneas de investigación y se han comunicado los resultados en diferentes congresos internacionales y en publicaciones científicas. A continuación, se recogen los objetivos y las conclusiones particulares derivados de cada uno de ellos.

(O1). El empleo de la espectroscopia en los rangos visible y ultravioleta en el *stellarator* TJ-II para identificar las líneas espectrales presentes identificando los elementos y sus estados de ionización correspondientes, y regiones del espectro continuo libres de líneas espectrales.

Este objetivo se desarrolla en profundidad en el [capítulo 3](#), donde, en primer lugar, se estudian los espectros discretos adquiridos con el PMA12 ([sección 3.2](#)) en el rango comprendido entre 200 y 950 nm. Se identifican las impurezas presentes en el plasma bajo diferentes situaciones: acondicionamiento de la pared, configuración magnética, rango de densidades, gas de trabajo y tipo de calentamiento. Además, se identifican regiones del espectro continuo libres de líneas, lo que posibilitará el estudio con un espectrómetro de mayor sensibilidad para corroborar la ausencia de líneas contaminantes del espectro de radiación de frenado.

(O2). La determinación de la carga efectiva del plasma mediante técnicas espectroscópicas en las regiones del espectro ultravioleta (UV) próximo, visible (VIS) e infrarrojo cercano (NIR) libres de líneas espectrales.

Identificadas las impurezas presentes en los plasmas del TJ-II se procede al estudio de la radiación continua, que permite, a su vez, estimar la carga efectiva del plasma. La Z_{eff} en el TJ-II se había estimado empleando técnicas de rayos X y los intentos preliminares de emplear espectroscopia pasiva en los rangos UV, VIS y NIR con un sistema espectral de barrido rápido habían resultado en valores de Z_{eff} significativamente superiores a los obtenidos con la primera técnica. Esto obliga a llevar a cabo un estudio pormenorizado para averiguar si se requiere mejorar la técnica de diagnóstico, verificar y/o rectificar las asunciones consideradas, identificar posibles errores en el método empleado, tratar de calibrar el sistema y descartar o confirmar la existencia de algún mecanismo físico subyacente que explique este valor aumentado. En este sentido se llevó a cabo un estudio pormenorizado de las regiones espectrales libres de líneas cuyas impurezas pudieran estar contaminando el espectro y resultar en valores aumentados.

1. En el [epígrafe 2.4.2 a\)-c\)](#) se ha calibrado el sistema espectral de barrido, para lo que se empleó una lámpara *pen* de mercurio y el programa de diseño optomecánico Zemax®. Obteniéndose una buena correlación entre la señal obtenida con el sistema espectral de barrido y con la señal esperada.
2. Se ha revisado el diseño para comprobar que el empleo de una misma lente para estudiar diferentes rangos espectrales introduce errores en la medida que pueden alterar el resultado.
3. Se han determinado con el espectrómetro compacto PMA12 los rangos espectrales libres de líneas en descargas de plasma con densidades típicas del TJ-II alrededor de $0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ y calentamiento ECR. Obteniéndose tres regiones espectrales centrados en: 221.5, 523.5 y 715.5 nm. Posteriormente estos rangos han sido estudiados en profundidad con el espectrómetro de alta resolución ACTON 1/2 m y el detector CCD,

en descargas tanto contaminadas de impurezas como limpias, a fin de confirmar si dichos rangos son los más apropiados para estimar la carga efectiva del plasma.

4. Se ha analizado la emisión del plasma recogida por el sistema espectral de barrido (espejo giratorio) y se han descartado las diferentes contribuciones que pudieran incrementar la emisión, comprobando que la contribución dominante es atribuible a la radiación de frenado.
5. Se han añadido mejoras al método de inversión de la señal grabada con el ACTON ½ m y el PMT a fin de estimar la carga efectiva con mayor precisión, con la posibilidad de promediar los espectros a fin de reducir la incertidumbre debida a la estadística de fotones.
6. Con ello, se ha estimado la carga efectiva del plasma con resolución espacial y temporal en los tres rangos espectrales, obteniéndose valores próximos a los encontrados con la técnica de rayos X, aunque ligeramente superiores. Se observa para valores de densidad bajos del TJ-II y para concentraciones reducidas de impurezas, por ejemplo, tras los acondicionamientos de la pared mediante boronización y litiado, que la señal está limitada por el ruido de estadística de fotones que domina la señal. Para tratar de reducir estas incertidumbres e incrementar la señal se ha propuesto intercambiar la lente por un doblete pancromático que minimice la aberración cromática y se han estimado con el programa de diseño Zemax[®]. las posiciones óptimas de la lente (hasta entonces fija) para cada uno de los rangos espectrales a analizar. Con esta configuración se ha estimado la Z_{eff} para la longitud de onda 523.5 nm, observándose una reducción en el valor de la misma y una reducción de la razón señal/ruido observada. Se han discutido otras posibles contribuciones como pueden ser la ubicación del sistema espectral de barrido, en el sector A1, muy próximo al *hardcore* que puede introducir reflexiones parásitas e impurezas. Así como las restricciones de disponer de una sola cuerda de visión para llevar a cabo la inversión de Fisher necesaria para la estimación de la Z_{eff} .

(O3). La aplicación de una técnica *in-situ* novedosa basada en la ablación por láser de las capas de litio y boro depositadas sobre la pared interior de la cámara de vacío del stellarator TJ-II para monitorizar simultáneamente las impurezas presentes en dichas capas, en el plasma y la composición hidrogénica de la superficie de la pared.

Se ha desarrollado un nuevo sistema experimental en TJ-II para estudiar *in-situ*, de manera simultánea impurezas desprendidas de la pared de la cámara de vacío y la razón de dos isótopos de hidrógeno presentes en la pared. Este trabajo se presenta en el [capítulo 4](#). La técnica LIBS

ha demostrado ser útil como prueba de concepto en el dispositivo TJ-II, a pesar de las restricciones de acceso a la pared del plasma, compartiendo la instrumentación disponible para otros experimentos con láser, y siendo múltiples las aplicaciones potenciales de la misma.

En la monitorización de impurezas e isótopos de hidrógeno:

1. Las diferencias entre el espectro local de LIBS y el espectro global del plasma calentado mediante ECRH permiten identificar las impurezas de la pared (hardcore) que pueden introducirse en el plasma.
2. Los espectros LIBS adquiridos en diferentes momentos de la campaña experimental posibilitan seguir la evolución de la composición de las capas superiores de la pared y son complementarios a los análisis para prever los tratamientos de acondicionamiento de la pared.
3. La técnica LIBS resulta potencialmente útil para la identificación de la presencia de líneas de oxígeno, procedente de la condensación de agua en la pared, antes de llevar a cabo experimento alguno.
4. En relación al monitoreo simultáneo de impurezas y la determinación de la composición isotópica de la pared, los resultados preliminares de las razones H:D obtenidos mediante la técnica LIBS de la pared de la cámara de vacío del TJ-II, resultan ser menores que la relación de los mismos isótopos obtenida de los espectro del plasma caliente. La diferencia entre las medidas de 60-70% con plasma y 20% con LIBS podría deberse a que el D es muy superficial en el recubrimiento de Li mientras que el H presenta una mayor penetración debido al mayor tiempo de exposición de la pared al hidrógeno como gas habitual de trabajo. Con la técnica LIBS el pulso del láser levanta una capa de Li bastante más gruesa que la capa que proporciona D y H al plasma.

En determinación de la eficacia de los tratamientos de acondicionamiento de la pared:

5. Boronización y litiado: La técnica LIBS ha demostrado ser útil en el estudio de la deposición parcial de boro sobre la pared interior de la cámara de vacío del TJ-II. Debido a las restricciones y dificultades de acceso a la cámara, resulta compleja una calibración absoluta del espesor de la capa de boro depositada sobre la pared, pero se erige como una técnica que serviría de apoyo a la espectroscopia pasiva y a la espectroscopia de masas. La monitorización *in-situ* de las películas depositadas mediante las técnicas de boronización y litiado de la pared del TJ-II, muestran resultados inesperados en relación a la película de litio depositada sobre la capa de boro, que destacan la compleja interacción entre los tres elementos de la pared (acero inoxidable, B y Li) y su interacción

con el oxígeno y el agua presentes en la cámara. Deberían estudiarse los mecanismos subyacentes a este fenómeno y su posible relación con el atrapamiento de hidrógeno en la película de litio y el efecto isotópico observado también mediante la técnica LIBS durante el plasma caliente.

Las estimaciones de la concentración de litio *in-situ* obtenidas mediante las relaciones de intensidades relativas requerirían de un sistema de calibración absoluta cuyo estudio se ha iniciado. Ello posibilitaría la determinación del espesor de la capa de litio ablacionada y, por ende, de la película de litio depositada, permitiría conocer su evolución a lo largo de las campañas experimentales y sustentaría los datos obtenidos mediante espectroscopia de masas.

6. Determinación cuantitativa de las especies que recubren la pared de la cámara de vacío: Como se ha mostrado la técnica LIBS resulta ser una herramienta potente para el análisis cualitativo de las especies del plasma en tiempo real e *in-situ* con las ventajas que esto implica. En cambio, el análisis cuantitativo resulta complejo debido principalmente a la versatilidad implícita de la técnica, la concentración depende del mecanismo de ablación, la absorción del pulso láser y la temperatura del plasma frío que se produce. Se ha llevado una aproximación a la técnica de calibración libre, *Calibration-Free LIBS* (CF-LIBS) *in-situ*.

En determinación de la determinación de la temperatura iónica en la periferia del plasma:

7. Las medidas de tiempo de vuelo iones de litio, Li^{+1} , ablacionados de la pared mediante la técnica LIBS modificada, en plasmas calentados mediante ECR, permiten obtener valores de la temperatura iónica en la periferia del plasma, vertiendo resultados en buen acuerdo con los obtenidos mediante otras técnicas como RFA.

(O4). El empleo de la técnica de soplado por láser para inyectar impurezas extrínsecas en el plasma con el fin de estudiar el transporte de iones en el plasma mediante el análisis de la evolución temporal de sus emisiones espectrales.

En el [capítulo 5](#), se presenta la técnica de espectroscopia de soplado por láser, LBO, con objeto de abordar el estudio de las impurezas en diferentes regímenes de confinamiento. Se han realizado estudios de inyección de impurezas ligeras y pesadas (BN, LiF, Fe y W) mediante LBO en diferentes escenarios, por lo que se concluye:

1. Se ha determinado el tiempo de confinamiento de impurezas en los plasmas ECRH del TJ-II cuando $E_r < 0$. Se han comparado tiempos de decaimiento de la radiación emitida por el plasma después de la inyección con estudios anteriores donde se realizaron análisis

similares en regímenes de baja densidad de plasmas de ECRH, y los tiempos de confinamiento de Fe exhiben una tendencia sistemática similar a la observada en los trabajos anteriores. La novedad de estos resultados radica en que se han llevado a cabo estimaciones de los tiempos de confinamiento en un régimen de baja y alta densidad de plasmas (donde se observa una transición de raíz electrónica a raíz iónica sin alcanzar la densidad de corte) con calentamiento ECR, y se ha logrado inyectar Fe (impureza pesada) como elemento trazador. Se observa una tendencia al aumento del confinamiento al aumentar la densidad electrónica; posiblemente debido al cambio concomitante en el campo eléctrico radial de $E_r > 0$ (baja densidad electrónica, raíz electrónica) donde el confinamiento es peor, a $E_r < 0$ (alta densidad electrónica, raíz iónica) donde tiene lugar el confinamiento en modo mejorado. En este régimen tiene lugar una mayor retención de impurezas.

2. Se han obtenido los perfiles radiales de los coeficientes D y V por medio del código STRAHL con perfiles de reconstruidos de radiación donde se ha observado que el perfil radial de impurezas de Fe determinado por la relación local entre D y V muestra un transporte hacia el centro del plasma en régimen de raíz iónica, mientras que en el régimen de raíz electrónica principalmente el transporte difusivo. También se observa un escenario sin acumulación en el centro del plasma en el régimen de raíz iónica que explicaría el posible mantenimiento del plasma para densidades próximas a la densidad de corte del TJ-II sin que se produzca el colapso radiativo consistente con lo propuesto en [159].
3. Se han intentado comparar estos resultados con los obtenidos mediante el código EUTERPE [194] siendo el resultado infructuoso. Los intentos de obtener dichos coeficientes para las descargas estudiadas no han provisto aún resultados sólidos y se halla, a fecha de escritura de la presente tesis, en progreso. Los primeros intentos han mostrado discrepancias en el signo del campo eléctrico radial, y problemas en la convergencia de las trazas de flujo de partículas. Estas discrepancias se creen debidas principalmente a las incertidumbres en el perfil de T_i , así como a la fuerte variación de potencial sobre las superficies magnéticas que el TJ-II exhibe [145].
4. Se han estudiado los coeficientes de difusión y transporte para la inyección de impurezas de BN, LiF y W en plasmas de hidrógeno con calentamiento ECR, mediante su ajuste con el código STRAHL de los perfiles de radiación de bolometría. Se ha observado que se logra un buen ajuste del decaimiento local de la perturbación observada para ρ entre 0 y 0.6, pero, generalmente, el ajuste se deteriora más allá de estos valores de ρ . El ajuste es

muy sensible a modificaciones del coeficiente de difusión en un pequeño porcentaje (10% en el caso de W y 20% en el caso de BN) y esta sensibilidad de la simulación resulta menor para cambios mayores en V . La radiación bolométrica debida a la inyección de W únicamente se puede simular con coeficientes V próximos a cero.

5. En relación a la potencia de calentamiento ECR, se ha observado una degradación de los tiempos de confinamiento de impurezas con la potencia de calentamiento y se ha comparado con la degradación del confinamiento de energía en TJ-II y otros dispositivos. Se ha observado un confinamiento relativo distinto de LiF con respecto a Fe para densidades bajas. Un análisis de transporte con el código STRAHL ha permitido investigar los cambios en el perfil radial del coeficiente de difusión de impurezas en función de la potencia ECR inyectada. Además, se ha observado un confinamiento distinto de las impurezas de Fe inyectadas con el gas de trabajo He frente a H, sólo a baja potencia de calentamiento ECR, fenómeno posiblemente atribuible al *pump-out* ya que al reducir la potencia de los girotrones se reduce el efecto bombeo de los electrones, es decir, como las microondas tienden a empujar los electrones hacia fuera, al reducir la potencia se acumularían en el centro y esto contribuiría a reducir el campo eléctrico radial en el centro.

6.2. LÍNEAS DE INVESTIGACIÓN ABIERTAS Y TRABAJOS FUTUROS

Los resultados experimentales han sugerido varias mejoras instrumentales futuras y han abierto líneas de investigación prometedoras que podrán continuarse en el futuro próximo. Los estudios experimentales podrían complementarse con estudios teóricos.

Carga efectiva del plasma.

Las mejoras de método de inversión empleado en el análisis y de la calibración del sistema espectral de barrido han permitido una estimación más fiable de la carga efectiva del plasma en el rango del espectro visible, aunque aún podrían implementarse algunas modificaciones como es la introducción en el código de un perfil de densidad y temperatura electrónica en el borde diferente al central. Se abren como futuras líneas de trabajo el estudio de la carga efectiva iónica en diferentes configuraciones y en plasmas con calentamiento NBI a fin de observar la dependencia de la acumulación de impurezas en regímenes de mayor densidad.

Finalmente sería deseable analizar en profundidad la posible determinación de la localización de los electrones rápidos en estudios combinados de carga efectiva del plasma e inyección de pellets a fin de corroborar si el sistema espectral de barrido, debido a su resolución espacial, permite localizar los electrones rápidos.

Técnica LIBS.

Su empleo no se ha restringido al objetivo planteado (O3) sino que se ha extendido la técnica a otras aplicaciones como la determinación de la eficacia de los tratamientos de boronización para el acondicionamiento de la pared de la cámara de vacío, para la estimación cuantitativa de las películas depositadas y para la determinación de la temperatura iónica del borde del plasma a partir de medidas de tiempo de vuelo de impurezas ligeras que pueden aportar nuevos interesantes estudios.

En el futuro, sería interesante ampliar la actual base de datos y mejorar el dispositivo experimental para obtener espectros con resolución temporal acoplando una cámara CCD y un espectrómetro de alta resolución que posibilite resolver las líneas de H y D con mayor precisión. El desarrollo de un método de CF-LIBS y una calibración absoluta (fotones por cuenta) para estimar cuantitativamente la concentración de las componentes sería especialmente deseable. El método de simulación descrito se puede aplicar al análisis de espectroscopia de ruptura inducida por láser sin calibración de cualquier otro tipo de muestra. No obstante, se requieren mejoras en el sistema como sería disponer de diferentes detectores en distintos sectores de la máquina para poder determinar la temperatura iónica empleando el mismo elemento trazador (litio) simultáneamente y contrastar los resultados. En este sentido, sería deseable poder llevar a cabo experimentos con diferentes gases de trabajo para determinar la influencia en la medida de la temperatura iónica del borde, los experimentos preliminares apuntan a diferencias en los valores cuando se aplica helio en lugar de hidrógeno.

Finalmente, sería deseable poder determinar la penetración del litio ablacionado de la pared, para lo que se está trabajando en colocar una línea óptica con un espejo y una matriz de fotomultiplicadores que recojan la radiación del micro-plasma ablacionado.

Técnica LBO.

Una de las mejoras más importante sería la instalación de una cámara rápida con sensor iCCD que permitiera determinar la velocidad de vuelo de la masa inyectada por *blow-off* y pudiera establecer la integridad (ruptura) de la masa expulsada. Se localizaría en ventana superior TOP del TJ-II. Así mismo, sería deseable disponer de una cámara rápida equipada con un haz de fibras para poder obtener imágenes del proceso de ablación de la masa inyectada en el plasma con altas frecuencias (> 50 kHz) para establecer similitudes y diferencias con el proceso de ablación de *pellets* y determinar la penetración en el plasma. La interferometría resuelta en el tiempo (y la ecografía de sombra o *shawdografía*) serían también muy útiles para determinar el estado de la explosión y el material circundante, especialmente el material ablacionado en las proximidades del sustrato. El estudio complementario *ex-situ* de la muestra

permitiría determinar la uniformidad y la profundidad de la ablación. De igual manera un mejor control en la inyección de las impurezas sería deseable, para ello se ha procederá a sustituir el actual de Nd:YAG por el modelo 600 SpitLight Standard que mejora las prestaciones en cuanto a la divergencia del haz (inferior a 0.5 mrad), el diámetro del haz (6 mm) y que se prevé permitirá disparar dos pulsos láser en la misma descarga. De manera que, el actual láser de Nd:YAG podría utilizarse para ablacionar muestras en el laboratorio y estudiar las películas ablacionadas *ex-situ*, lo que facilitaría la caracterización de las muestras.

Así mismo, se necesita ampliar la base de datos existente de inyección de impurezas, con la experiencia adquirida, se cree imprescindible elaborar un experimento conjunto donde además de las señales de bolometría y rayos X se graben: i) señales de campo eléctrico radial con la sonda dual HIBP con barrido radial, ii) datos de reflectometría para determinar la raíz del campo eléctrico radial y iii) datos de temperatura iónica con las sondas NPA. Sería deseable poder barrer las configuraciones porque la teoría neoclásica predice diferentes comportamientos en esas configuraciones (se espera una reducción del transporte de iones para la configuración 100_38 con respecto a la configuración 100_44 conforme a las simulaciones girocinéticas descritas en [259]). Asimismo, también sería deseable estudiar la influencia de los cambios en la potencia de calentamiento tanto con ECR como con NBI en los tiempos de confinamiento debido a la dependencia teórica observada. Sería interesante, además, contar con la colaboración en el experimento de los expertos en simulaciones neoclásicas, a fin de completar el estudio comparativo de transporte intentado en esta tesis. El estudio de la turbulencia del plasma podría aportar información relevante para explicar las discrepancias observadas entre los experimentos y las simulaciones teóricas.

Mitigación de impurezas.

Evitar el fenómeno nocivo de la acumulación de impurezas [159], [212] y [276] es crítico, para los dispositivos actuales y para el desarrollo de los futuros reactores de fusión. Se ha observado que el calentamiento ECR es una herramienta efectiva para mitigar este problema, es decir, su aplicación tiene la capacidad de reducir la acumulación de impurezas [159]. Los dos regímenes de confinamiento de impurezas estudiados³⁵ se correlacionan con el campo eléctrico radial [212] y, por ende, con la rotación del plasma, siendo $E_r > 0$ para el régimen de raíz electrónica y $E_r < 0$ para el régimen de raíz iónica [298]. Debido a la relación existente

³⁵ Ambos regímenes son: i) plasmas con calentamiento ECR en donde las impurezas inyectadas mediante LBO son expulsadas con tiempos de confinamiento cortos y ii) regímenes de plasmas con calentamiento NBI puro donde las impurezas inyectadas presentan tiempos de confinamiento elevados, es decir, tiene lugar la acumulación de impurezas.

entre el signo del campo eléctrico radial y el confinamiento de partículas/impurezas, sería interesante estudiar el comportamiento de la rotación poloidal de impurezas de carbono, cuyos estados de ionización C^{4+} y C^{5+} corresponden a localizaciones centrales en el plasma. Los espectros de estos iones y presentan líneas intensas en el rango del visible C^{4+} (C V 227.1 nm) y C^{5+} (C VI 529 nm). Deduciendo la velocidad a partir de desplazamientos Doppler de las líneas de carbono para cada uno de los canales virtuales definidos (véase [Sistema de espectroscopia multicanal: Espectrómetro ACTON 1 m y detector CCD Spec-10](#)) entre descargas de similar densidad con calentamiento puro NBI y descargas con calentamiento ECR solapado con NBI (régimen híbrido), se pretendería estudiar el efecto de la superposición de calentamiento ECR sobre NBI en la mitigación de la acumulación de impurezas y confirmar la idea de que la fase de calentamiento adicional podría desempeñar un papel en el cambio de la velocidad de rotación poloidal de las impurezas centrales en estas condiciones experimentales. Para determinar en qué régimen de raíz (iónica o electrónica) se encuentra el plasma, o si se está próximo a la transición entre ambas raíces y conocer la evolución del potencial del plasma, el diagnóstico HIBP proporcionaría información muy interesante al respecto. Por esta razón, sería necesario llevar a cabo el estudio con mediciones del campo eléctrico radial con HIBP barriendo en densidad, los trabajos futuros podrían apuntar en esta dirección.

Hoy en día, los regímenes de calentamiento combinados en los plasmas TJ-II se están estudiando no sólo para comprender el confinamiento y la mitigación de impurezas, sino también para investigar el impacto del *Electron Cyclotron Current Drive* en los modos Alfvén propios [298] y *Zonal Flows*³⁶. Además, recientes investigaciones llevadas a cabo en el TJ-II por el Grupo de HIBP, han observado correlaciones de largo alcance (*Long Range Correlations*)³⁷ en las fluctuaciones del plasma en regímenes donde el campo eléctrico radial es positivo en las frecuencias de los modos Alfvén³⁸ [299]. Experimentos recientes han

³⁶ *Zonal Flows*, ZF: Flujos zonales, por simplicidad de flujos de corte en forma de banda simétrica azimutalmente. El *Zonal Flow* es una perturbación de la simetría del campo eléctrico del plasma, constante en la superficie magnética pero varía rápidamente en la dirección radial. Si bien muchos mecanismos pueden actuar en la evolución del perfil y bifurcación del transporte, sin duda una posibilidad son las tensiones turbulentas que es el mismo mecanismo que el responsable de la generación de flujo zonal.

³⁷ *Long Range Correlations*, LRC: La expresión correlación de largo alcance se refiere específicamente a la lenta disminución de la función de correlación (covarianza) temporal o espacialmente. Resulta de interés la función de correlación para estados turbulentos del plasma donde se produce un decaimiento exponencial. i) plasmas con calentamiento ECR en donde las impurezas inyectadas mediante láser *blow-off* son expulsadas con tiempos de confinamiento cortos y ii) regímenes de plasmas con calentamiento NBI puro donde las impurezas inyectadas presentan tiempos de confinamiento elevados, es decir, tiene lugar la acumulación de impurezas,

³⁸ Modo Alfvén: Oscilación de las partículas del plasma que consiste en ondas transversales que se propagan a lo largo de las líneas de campo magnético a la velocidad de Alfvén: $v_A = cB/4\pi p$ (donde c es la velocidad de la luz, B el campo magnético y p la densidad másica del plasma). Las inestabilidades que producen los diferentes tipos de modos Alfvén pueden resultar perjudiciales para el diseño y desarrollo de los futuros reactores de fusión.

demostrado también que las correlaciones de largo alcance [300, 301] están presentes en flujos zonales del plasma dentro de una superficie magnética principalmente en la dirección poloidal y cómo estas correlaciones se amplifican mediante campos eléctricos radiales impuestos externamente. Las LRC no suelen aparecer en la fase NBI y se está estudiando su presencia en regímenes de calentamiento solapado de ECR con NBI. Conocer estos efectos en el confinamiento podría contribuir a entender los mecanismos precisos para estabilizar la turbulencia del plasma. Y, en consecuencia, comprender los mecanismos que rigen estas relaciones entre ZF, LRC y E_r podría resultar clave para minimizar el transporte turbulento y mejorar el confinamiento del plasma, reduciendo la acumulación de impurezas.

ADC

Analogic Digital Converter, siglas en inglés para designar el convertidor analógico-digital.

ATF

Advanced Toroidal Facility, dispositivo de fusión por confinamiento magnético tipo de *stellarator*, del *Oak Ridge National Laboratory* (ORNL).

ASDEX-Upgrade

Tokamak situado en Garching, Alemania, del Max Planck Institute for Plasma Physics, IPP.
<https://www.ipp.mpg.de/16195/asdex>

AXUV

Absolute eXtreme Ultra Violet, acrónimo en inglés para ultravioleta absoluto extremo, que hace alusión al rango del espectro ultravioleta comprendido entre 6 y 100 nm.

BT-CCD

Back Thinned Charge-Coupled Device, dispositivo de carga acoplada retroiluminado. El sistema PMA12 utilizado en esta memoria está provisto de un detector lineal tipo BT-CCD.

<https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/type/S10420-1006-01/index.html>

CANDU

CANada Deuterium Uranium, (Canadian Nuclear Association, Canadá): reactor de agua pesada presurizada, que emplea como combustible óxido de uranio natural no enriquecido (0.7% de U-235) y como moderador de neutrones utiliza óxido de deuterio (D₂O).

<https://cna.ca/technology/energy/candu-technology/>

CC

Denominación de la bobina circular, genera en el TJ-II el campo magnético poloidal.

CCD

Charge-Coupled Device, siglas en inglés de dispositivo de carga acoplada.

CIEMAT

Centro de Investigaciones Medioambientales y Tecnológicas, con sede central en Madrid, España, es un Organismo Público de Investigación adscrito al Ministerio de Ciencia e Innovación.

<http://www.ciemat.es/>

CPS

Capillary Porous System, siglas en inglés para designar el sistema capilarmente poroso.

CXRS

Charge eXchange Recombination Spectroscopy, acrónimo en inglés del diagnóstico de espectroscopia por intercambio de carga. http://fusionwiki.ciemat.es/wiki/TJ-II:Charge_exchange_spectroscopy

http://fusionwiki.ciemat.es/wiki/TJ-II:Charge_exchange_spectroscopy

D-T

Deuterio-Tritio, isótopos de hidrógeno cuya reacción de fusión presenta mayor sección eficaz.

DEMO

*DEMO*nstration power plant, acrónimo de central eléctrica de fusión por confinamiento de demostración.

<https://www.euro-fusion.org/programme/demo/>

DESCARGA GLOW

Descarga luminosa, descarga eléctrica en un gas a baja presión creando un plasma de baja temperatura caracterizado por una emisión luminosa uniforme, utilizada como limpieza y acondicionamiento de la pared de la cámara de vacío del TJ-II. (HeGDC, Descarga luminosa de limpieza con helio o *Helium Glow discharge Cleaning*).

DIII-D

Doublet III-San Diego, tokamak operado por General Atomics para el Departamento de Energía de los EE. UU., ubicado en San Diego, (California, EE. UU.). <http://www.ga.com/diii-d>

DIR

Detector de Iones Rápidos, siglas para designar a la sonda luminiscente para caracterizar las pérdidas de iones rápidos del borde del plasma. También llamado FILD, acrónimo de *Fast Ion Loss Detector*.

DONES

Demo-Oriented Neutron Source, es la Instalación Internacional para el desarrollo de una Fuente de Neutrones orientada al diseño de DEMO, vinculada a IFMIF (IFMIF-DONES) que España ha propuesto instalar en Escúzar, (Granada). El objetivo de IFMIF-DONES es obtener información del comportamiento de materiales en condiciones similares a las que se someterán en un futuro reactor de fusión. <http://fusionwiki.ciemat.es/wiki/IFMIF-DONES>

EAST

Experimental Advanced Superconducting Tokamak, siglas en inglés para el tokamak experimental superconductor avanzado situado en Hefei, China.

<http://english.ipp.cas.cn/rh/east/>

ECE

Electron Cyclotron Emission, siglas en inglés de emisión ciclotrónica electrónica. Diagnóstico relacionado con la temperatura electrónica del plasma.

ECRH

Electron Cyclotron Resonant Heating, siglas en inglés del calentamiento por resonancia en la frecuencia ciclotrónica de los electrones.

http://fusionwiki.ciemat.es/wiki/TJ-II:Electron_Cyclotron_Resonant_Heating

FWHM

Full-Width at Half-Maximum, siglas en inglés que designan la anchura total de la curva a mitad de altura.

GR

Girotrón, fuente de radiación de microondas de alta frecuencia y alta potencia. Se genera la radiación electromagnética mediante la aceleración de electrones a la frecuencia ciclotrónica en un campo magnético. En el TJ-II el calentamiento del plasma se lleva a cabo mediante el empleo de dos girotrones que operan en el segundo armónico de la frecuencia de resonancia ciclotrónica electrónica de su campo magnético central.

http://fusionwiki.ciemat.es/wiki/TJ-II:Electron_Cyclotron_Resonant_Heating

HELIAC

Dispositivo de plasmas de fusión, en el cual el centro de las bobinas de campo toroidal no se encuentra en un mismo plano y sigue una línea helicoidal alrededor del conductor central. Un ejemplo de este dispositivo es el *stellarator* TJ-II.

HELIOTRON-J

Dispositivo de plasma diseñado para optimizar la configuración de heliotrón de eje helicoidal ideada por investigadores del Institute of Advanced Energy de la Universidad de Kyoto, Japón.

<http://www.iae.kyoto-u.ac.jp/en/joint/heliotron-j.html>

HIBP

Heavy Ion Beam Probe, siglas en inglés de sonda para inyección de haces de iones pesados en el plasma.

HX1 y HX2

Denominación de las bobinas helicoidales, generan en el TJ-II el campo magnético helicoidal.

IAEA

International Atomic Energy Agency, (Organismo Internacional de Energía Atómica, OIEA).

<https://www.iaea.org/resources/databases/fusion-portal>

IFMIF

International Fusion Materials Irradiation Facility, instalación cuyo objetivo es reproducir las mismas condiciones de radiación duras del interior de un futuro prototipo de reactor nuclear (DEMO) con el fin de desarrollar materiales, previo al desarrollo de ITER.

IPP

Institut für Plasmaphysik, grupo de física de plasma del laboratorio alemán *Max Planck*. Tiene como dispositivos importantes ASDEX-Upgrade como *tokamak* y Wendelstein 7-X como *stellarator* de gran tamaño.

<https://www.ipp.mpg.de/17301/garching>

IONEQ

Código que emplea un modelo de absorción de rayos X que incluye condiciones de equilibrio de ionización. Este modelo fue desarrollado por E. Gatuuz y E. Churazov (2017) [302].

ITER

Camino en latín, el camino a una nueva energía. Antiguo acrónimo de *Internacional Thermonuclear Experimental Reactor*, reactor experimental tipo *tokamak* en fase de construcción en Caradache, Francia. Constituye el paso previo al primer reactor de fusión nuclear de demostración. Cuenta con la participación de 35 países, entre los que se encuentra España.

<https://www.iter.org/proj/inafewlines>

JEN

Junta de Energía Nuclear, institución antecesora del CIEMAT.

JET

Joint European Torus, *tokamak* situado en Culham-Oxford, Reino Unido.

<http://www.ccf.ac.uk/JET.aspx>

JT-60SA

Japan Torus-60 Super, Advanced es un *tokamak* diseñado con bobinas superconductoras para apoyar la operación de ITER.

http://www.jt60sa.org/b/index_nav_1.htm?n1/introduction.htm

LCFS

Last Closed Flux Surface, acrónimo en inglés de la última superficie de flujo magnético cerrada del plasma. A veces también se denomina como LCMFS, *Last Confinement Magnetic Flux Surface*, última superficie de flujo magnético cerrada.

LRC

Long Range Correlation, correlación de largo alcance que hace referencia a la lenta disminución de la función de covarianza temporal o espacialmente.

LHD

Large Helical Device, siglas en inglés de gran dispositivo helicoidal, de tipo *stellarator* situado en Toki, Japón. https://www-lhd.nifs.ac.jp/pub/index_e.html

LBO

Laser Blow-Off, siglas en inglés de la técnica espectroscópica que emplea el soplado por láser. Se ha utiliza principalmente para inyectar impurezas en el plasma y llevara cabo estudios de transporte. El [capítulo 5](#), de la presente memoria está dedicado al empleo de esta técnica en el TJ-II.

LIBS

Laser Induced Breakdown Spectroscopy, siglas en inglés de la técnica espectroscópica que utiliza disociación por láser. El [capítulo 4](#) de la presente memoria está dedicado al empleo de esta técnica en el TJ-II. Se ha empleado para detectar impurezas, monitorizar composición hidrogénica en la

pared de la cámara de vacío, determinar temperaturas iónicas del borde del plasma mediante medidas de tiempo de vuelo o determinar la boronización de la pared.

LMJ

Laser Megajoule Facility, la instalación de Megajoule Laser es un dispositivo de fusión por confinamiento inercial ubicado de Burdeos, Francia. <http://www-lmj.cea.fr/index-en.htm>

LNFCM

Laboratorio Nacional de Fusión por Confinamiento Magnético, se suele abreviar como LNF, situado en las instalaciones del CIEMAT, en Madrid.

<http://www.ciemat.es/portal.do?IDM=57&NM=3>

MHD

Magneto-Hidro-Dinámica, disciplina que estudia la dinámica del plasma en presencia de campos eléctricos y magnéticos.

NBI

Neutral Beam Injection, siglas en inglés del calentamiento por inyección de haces neutros. En el TJ-II se emplean dos haces tipo NBI, NBI-1 y NBI-2.

http://fusionwiki.ciemat.es/wiki/TJ-II:Neutral_Beam_Injection

Nd:YAG

Neodymium-doped yttrium aluminium garnet, siglas en inglés de granate de neodimio dopado con itrio y aluminio.

NIF

National Ignition Facility del *Lawrence Livermore National Laboratory* (Livermore, EE. UU.). Gran proyecto de fusión inercial, que trata de demostrar la viabilidad de la fusión inercial como fuente de energía.

<https://icsmaint-ext.llnl.gov/>

NIR

Near Infrared, siglas en inglés de infrarrojo cercano, para referirse a la región del espectro comprendida entre 800 y 2500 nm.

NPA

Neutral Particle Analyzer, siglas en inglés del diagnóstico analizador de partículas neutras.

http://fusionwiki.ciemat.es/wiki/TJ-II:Compact_Neutral_Particle_Analyzer

OH

Denominación de las bobinas de compensación, en el TJ-II cancelan las posibles corrientes toroidales espurias que pudieran generarse.

OMA

Optical Multichannel Analyzer, siglas en inglés para designar a la matriz óptica multicanal. El monitor de isótopos de hidrógeno empleado en esta memoria utiliza un detector OMA.

ORNL

Oak Ridge National Laboratory, situado en Tennessee, EE.UU.

<https://www.ornl.gov/>

PMA

Photomultichannel Analyzer, analizador fotomulticanal. Sistema compacto de medición espectral que combina un espectrómetro y un detector óptico en una sola unidad.

PMT

PhotoMultiPlier Tube, acrónimo en inglés de fotomultiplicador.

RES

Radiation Enhanced Sublimation, siglas en inglés de sublimación asistida por radiación, es el proceso mediante el cual se produce la sublimación de átomos de un sólido adsorbidos en su superficie tras la colisión con iones incidentes.

RGA

Residual Gas Analyzer, siglas en inglés de analizador de gas residual, técnica de diagnóstico de espectroscopia de masas.

RR

Denominación de las bobinas radiales que, en el TJ-II, compensan campos magnéticos no deseados.

RX

Rayos X, radiación electromagnética en la región de longitudes de onda entre 10 pm y 10 nm.

SLM

Single Longitudinal Mode, siglas en inglés para la emisión de modo longitudinal del láser.

SOL

Scrape-off Layer, siglas en inglés para designar a la región de plasma caracterizada por líneas de campo abierto que se ubica fuera de la última superficie de flujo cerrada (LCFS).

http://fusionwiki.ciemat.es/wiki/Scrape-Off_Layer

STELLARATOR

Dispositivo de confinamiento magnético. El nombre deriva de *stella generator*, es decir, generador de estrellas en clara alusión a los futuros reactores de fusión como pequeñas estrellas en la Tierra. Un ejemplo de *stellarator* es el TJ-II.

TDS

Thermal Desorption Spectroscopy, siglas en inglés de la técnica de espectroscopia de desorción térmica.

TF

Denominación de las bobinas toroidales, en el TJ-II generan el campo magnético toroidal.

TJ-II

Torus JEN-II, nombre con el que se denomina al dispositivo experimental de plasmas de fusión tipo *stellarator* heliac flexible instalado en el LNF, por ser el siguiente dispositivo al *tokamak* TJ-I y TJ-I *upgraded* de la Junta de Energía Nuclear (antigua denominación del LNF).

<http://www.fusion.ciemat.es/tj-ii/>

TOF

Time-of-flight o tiempo de vuelo. La técnica de espectroscopia LIBS se ha empleado para estimar la temperatura iónica del borde del plasma a partir de tiempo de vuelo de iones. En el [capítulo 4](#) se presentan los resultados experimentales de esta aplicación.

TOKAMAK

Dispositivo de confinamiento magnético. El nombre deriva del acrónimo del ruso *Torodalnaya Kamera Magnetitaya* o cámara toroidal con bobinas magnéticas.

UF

Denominación de las bobinas verticales que, en el TJ-II, generan el campo magnético vertical y definen la posición del eje del plasma.

UV

UltraVioleta. Radiación electromagnética en la región entre 180 nm y 380 nm.

VIS

VISible. Radiación electromagnética en la región entre 380 y 760 nm.

VUV

Vacuum Ultra Violet. Acrónimo en inglés de radiación ultravioleta en el vacío corresponde a la región del espectro entre 10 nm y 180 nm.

W7-X

Wendelstein 7-X, *stellarator* superconductor de gran tamaño en operación en Greifswald, Alemania, sucesor del *Wendelstein 7-AS*, desarrollado por el IPP. <https://www.ipp.mpg.de/w7x>

ZFX

Zonal Flow, Flujo Zonal de corte en forma de banda simétrica azimutalmente que perturba la simetría del campo eléctrico del plasma

$A(p \rightarrow q)$	s^{-1}	Probabilidad atómica de transición o coeficiente Einstein de emisión espontánea
A_i	uma	Masa atómica del átomo o ion.
a	m	Radio menor del plasma.
\mathbf{B}	T	Campo magnético.
c	$m\ s^{-1}$	Velocidad de la luz.
D		Deuterón, deuterio.
D	$m^2\ s^{-1}$	Coeficiente de difusión de impurezas.
D_α		Línea de emisión de radiación del isótopo de deuterio, correspondiente a 656.10 nm de la serie Balmer.
d	m	Distancia.
E, \vec{E}	$V\ cm^{-1}$	Campo Eléctrico.
E'		Irradiancia.
E_f	J, eV	Energía del fotón de una determinada longitud de onda.
ΔE	J, eV	Diferencia en energía entre dos estados.
e^+		Positrón.
FC		Factor de calibración.
f#		Número f.
f'	m	Distancia focal.
f_{pq}		Fuerza del oscilador o probabilidad de emisión de radiación electromagnética.
G_{ef}		Eficiencia de la red de difracción.
\bar{g}_{ff}		Factor de Gaunt.
$H, {}^1_1H$		Hidrógeno atómico.
H_α		Línea de emisión de radiación del hidrogeno correspondiente a 656.28 nm de la serie Balmer.
H_β		Línea de emisión de radiación del hidrogeno correspondiente a 486.1 nm de la serie Balmer.

H_{γ}		Línea de emisión de radiación del hidrogeno correspondiente a 434.1 nm de la serie Balmer.
3He		Isótopo de Helio.
4He		Helio atómico.
h	J s, eV s	Constante de Planck.
j	[A m ⁻²]	Densidad de corriente del plasma.
I	uu.aa.	Intensidad.
I_{circular}	kA	Corriente en la bobina circular.
$I_{\text{helicoidal}}$	kA	Corriente en la bobina helicoidal.
I_{vertical}	kA	Corriente en las bobinas verticales.
k_B	J K ⁻¹ //eV K ⁻¹	Constante de Boltzmann.
$\mathcal{L}(\omega)$		Función de forma de línea
L_D	m	Diámetro de la lente.
6Li		Isótopo de litio de menor abundancia (7.5%).
7Li		Isótopo de litio de mayor abundancia (92.5%).
M		Periodicidad del campo magnético.
m	kg	Masa.
m_i	kg	Masa del ion.
NA		Apertura numérica.
n	m ⁻³	Densidad
n_e	m ⁻³	Perfil de densidad electrónica promediada de línea del plasma.
n_i	m ⁻³	Perfil de densidad iónica del plasma.
n_z	m ⁻³	Densidad de impurezas
n'_z	m ⁻³	Gradiente de densidad de impurezas.
1n		Neutrón.
\tilde{n}_e	m ⁻³	Perfil de densidad electrónica del plasma.
O		Modo de polarización Ordinario.
P_{ECRH}	kW	Potencia suministrada al plasma mediante calentamiento ECR.
P_{NBI}	kW	Potencia suministrada al plasma mediante calentamiento NBI.
P_r	W	Potencia radiada.

P_H	fotones s ⁻¹ cm ² nm	Potencia por unidad de superficie.
p		Protón.
Q		Ganancia de potencia de fusión o factor de seguridad.
R	m	Radio mayor del plasma.
R		Tasa de reciclado del hidrógeno de la pared.
R_p		Parámetro de radiación.
R_G		Reflectancia de la red de difracción.
R_{Mi}		Reflectancia del espejo M_i .
R_y	eV	Constante de Rydberg.
s_{IN}	m	Tamaño de la rendija de entrada.
s_{OUT}	m	Tamaño de la rendija de salida.
$^3T_1, T$		Tritio, isótopo de hidrógeno.
T	K, eV	Temperatura.
T_e	eV	Temperatura electrónica.
T_i	eV	Temperatura iónica.
T_{opt}		Transmitancia óptica.
t	s	Tiempo.
V	m^3	Volumen.
V	m s ⁻¹	Coefficiente de transporte de impurezas.
V_p	eV	Potencial de ionización del estado considerado.
v_i	m s ⁻¹	Velocidad.
v_{creep}	m s ⁻¹	Velocidad de fluencia o <i>creep</i> .
$v_{ }$	m s ⁻¹	Velocidad paralela.
v_{\perp}	m s ⁻¹	Velocidad perpendicular.
ω_c	rad s ⁻¹	Frecuencia cyclotronica.
X		Modo de polarización eXtraordinario.
Z_{eff}		Carga efectiva del plasma.
Z_i		Carga iónica.
z		Eje central del plasma.
α		Partícula de 4He .
β	s	Tiempo de decaimiento para curva exponencial estirada.

γ		Fotón de alta energía.
γ'	Átomos ion ⁻¹	Rendimiento de <i>sputtering</i> .
Γ_Z	m ⁻² s ⁻¹	Flujo radial de impurezas.
$\Delta\lambda_D$	nm	Desplazamiento Doppler de la línea espectral.
$\Delta\lambda_{instr}$	nm	Ensanchamiento de la línea espectral debido al instrumento de observación (perfil Lorentziano).
$\Delta\lambda_D$	nm	Anchura instrumental de la lámpara tipo <i>pen</i> .
$\Delta\lambda_{Stark}$	nm	Ensanchamiento de la línea espectral debido al efecto Stark (perfil Gaussiano).
$\Delta\lambda_{Voigt}$	nm	Ensanchamiento de la línea espectral tipo Voigt.
$\Delta\lambda_{1/2}^D$	nm	Ensanchamiento térmico de la línea espectral.
$\Delta\lambda_{1/2}^L$	nm	Ensanchamiento natural de la línea espectral.
$\Delta\lambda_{1/2}^Z$	nm	Ensanchamiento Zeeman de la línea espectral.
$\varepsilon, \varepsilon_v(p \rightarrow q)$	W m ⁻³ s ⁻¹	Coefficiente de emisión local o espectral, representa la potencia emitida por estereorradián.
$\varepsilon_{e-i}(\lambda)$	W cm ⁻³ nm ⁻¹ s ⁻¹	Emisividad volumétrica de las especies iónicas del plasma.
i		Iota, 2 π por el número de vueltas poloidales por cada vuelta toroidal de una línea de campo sobre una superficie toroidal de flujo.
λ	nm	Longitud de onda.
λ_0	nm	Longitud de onda central.
ν	Hz	Frecuencia del fotón.
ν_e		Neutrino electrónico.
ρ		Radio menor normalizado.
ρ_L	m	Radio de Larmor, girorradio o radio de giro.
$\langle\sigma_i v\rangle$	m ³ s ⁻¹	Coefficiente semiclásico de ionización.
$\langle\sigma_{rr} v\rangle$	m ³ s ⁻¹	Coefficiente semiclásico de recombinación radiativa.
$\langle\sigma_{rd} v\rangle$	m ³ s ⁻¹	Coefficiente semiclásico de recombinación dieléctrica.
τ	s	Tiempo de confinamiento de las impurezas en el plasma.

τ_E	s	Tiempo de confinamiento de la energía.
τ_i	μs	Coeficiente de ionización.
Φ	W	Flujo de energía.
ϕ	$^\circ, \text{rad}$	Ángulo toroidal.
Ω	sr	Ángulo sólido efectivo de colección de luz.
ω		Parámetro de colisionalidad.

La presente memoria contiene, parcialmente, el trabajo presentado en los siguientes artículos y comunicaciones:

C.1 PUBLICACIONES EN REVISTAS INTERNACIONALES

1. **López-Miranda, B.**, Zurro, B., Baciero, A., Martínez-Fuentes, M. y el equipo del TJ-II. (2016). A LIBS method for simultaneous monitoring the impurities and the hydrogenic composition present in the wall of the TJ-II stellarator. *Review of Scientific Instruments* 87, 11D812. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4959569>
2. Castejón, F., Alegre, D., Alonso, A., Alonso, J., [...], **López-Miranda, B.**, et. al., (2017). 3D effects on transport and plasma control in the TJ-II stellarator. *Nuclear Fusion* 57, 102022 <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa7691>
3. Ascasibar, E., Alba, A., Alegre, D., Alonso, A., Alonso, J., [...] **López-Miranda, B.** [...] and the TJ-Team, (2019). Overview of recent TJ-II stellarator results. *Nuclear Fusion* 59, 112019. http://fusionsites.ciemat.es/icalvo/files/Publications/Ascasibar_NF_2019.pdf
4. Tabarés, F. L., Oyarzabal, E., Tafalla, D., [...] **López-Miranda, B.** [...] y el equipo del TJ-II (2018). Generation and transport of atomic Lithium during the exposure of liquid metals to hot plasmas in TJ-II. *Nuclear Materials and Energy*, 17, 314. <https://doi.org/10.1016/j.nme.2018.11.019>
5. McCarthy, K. J., Panadero, N. y **López-Miranda, B.** (2020). Numerical considerations for neutral beam spectroscopy-based diagnostics in the stellarator TJ-II. *Journal of Fusion Energy*, 39 [00105].
6. Losada, U., Kobayashi, T., Ohshima, S., Gerrú, R., van Milligen, B. Ph., Liniers, M., **López-Miranda, B.**, Grenfell, G. G., Liu, B., Silva, C., Hidalgo, C. y el equipo del TJ-II, (2019). Spatial characterization of zonal flows in the TJ-II stellarator: Role of plasma heating and isotope mass. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. Aceptado.

C.2 PUBLICACIONES EN CONGRESOS

1. 24th International Conference on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices, Jeku, Corea del Sur. *Studies of ion transport through laser injected impurities at the edge in TJ-II plasmas*, **López-Miranda, B.**, Tafalla, D., Oyarzábal, E., Baciero, A., McCarthy, K. J. y Tabarés, F. L., (24-29 enero, 2021). Aceptado. Póster: TP-08(H).
2. 6th International Symposium on Liquid Metals Applications for Fusion, Urbana-Champaign, Illinois, USA. *Studies of Production and Transport of Metallic Impurities from Liquid Metals in TJ-II*, Tabarés, F. L., Oyarzábal, E., Tafalla, D., Ochando, M. A., Medina, F.,

McCarthy, K. J., Baciero, A., **López-Miranda, B.**, Pastor, I. y el equipo del TJ-II, (30 septiembre-3 octubre, 2019). Charla invitada.

3. 17th International Workshop on Plasma Edge Theory in Fusion Devices La Jolla, San Diego, EE. UU. *Studies of Thermalization of Atomic Beam and Laser Injected Impurities at the Edge in TJ-II Plasmas*, Tabarés, F. L., Tafalla, D., Oyarzábal, E., **López-Miranda, B.**, Baciero, A. y McCarthy, K. J., (19-21 agosto, 2019). Contribución oral.

4. 46th European Physical Society Conference on Plasma Physics, Milán, Italia. *Investigation of the toroidal propagation of lithium injected by laser blow-off into TJ-II plasmas to measure edge ion temperature*, **López-Miranda, B.**, Tabarés, F. L., McCarthy, K. J., Baciero, A., Tafalla, D., Medina, F., Pastor, I., López-Fraguas, A. y el equipo del TJ-II, (8-12 julio, 2019). Póster P5.1054 y artículo de 4 páginas.

5. 46th European Physical Society Conference on Plasma Physics, Milán, Italia. *Generation of suprathermal ions in ECRH heated plasmas in the stellarator TJ-II*, Fontdecaba, J. M., Panadero, N., McCarthy, K. J., Hernández-Sánchez, J., Ros, A., Baciero, A., Cappa, Á., **López-Miranda, B.**, Pastor, I. y el equipo del TJ-II, (8-12 julio, 2019). Póster P5.1055 y artículo de 4 páginas.

6. 24th International Symposium on Plasma Chemistry, Nápoles, Italia. *Studies of deposition of boron films by PECVD of He/o-carborane mixtures in TJ-II*, Tabarés, F. L., Tafalla, D., Oyarzábal, E., **López-Miranda, B.**, y Baciero, A. (9-14 junio, 2019). Póster P2-78 ID-49 y artículo de 4 páginas.

7. VIII Jornadas de Inserción Laboral de la Facultad de Óptica y Optometría U.C.M., Madrid, España, **López-Miranda, B.**, Baciero, A., Belenguer, T. y McCarthy, K. J. *Empleo de las técnicas espectroscópicas para monitorizar simultáneamente impurezas y determinar la composición de hidrógeno en la pared del stellarator TJ-II*, (7 y 8 mayo, 2019). Contribución oral.

8. 20th International Vacuum Electronics Conference, Busan, Corea del Sur. *Comparative Studies of Deposition of Boron Films by PECVD and Real Time Injection in Hot Plasmas in TJ-II*, Tabarés, F. L., Tafalla, D., **López-Miranda, B.**, y Baciero, A., (28 abril-1 mayo, 2019). Póster 2523-A-1902 y artículo de 4 páginas.

9. 2º Congreso Nacional PhDay FOO, Madrid, España. *Empleo de la técnica de Laser Induced Breakdown Spectroscopy para monitorizar simultáneamente impurezas y la composición de hidrógeno en la pared del stellarator TJ-II*, **López-Miranda, B.**, Zurro, B., Baciero, A., McCarthy, K. J., Belenguer, T. y el equipo del TJ-II, (22 noviembre, 2018).

Contribución oral premiada.

10. 45th European Physical Society Conference on Plasma Physics, Praga, República Checa. *Core impurity rotation in TJ-II plasma scenarios in which combined ECRH and NBI heating is used to mitigate impurity accumulation*, **López-Miranda, B.**, Baciero, A., McCarthy, K. J., Zurro, B., Pastor, I., Ochando, M. A., Rattá, G. y el equipo del TJ-II, (01-07 Julio, 2018). Póster P4.1094 y artículo de 4 páginas.
11. 23rd International Conference on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices, Princeton, EE. UU. *Generation and Transport of Metallic Impurities during the exposure of Liquid Metals to Hot Plasmas in TJ-II*, Tabarés, F. L., Oyarzábal, E., Tafalla, D., Martin-Rojo, A. B., Ochando, M. A., Medina, F., McCarthy, K. J., Zurro, B., **López-Miranda, B.**, Pastor, I. y el equipo del TJ-II, (17-22 junio, 2018). Póster P349.66 y artículo de 4 páginas.
12. 1^{er} Congreso Nacional PhDay FOO, Madrid, España. *Técnicas espectroscópicas en la detección de impurezas e iones supratérmicos en el stellarator TJ-II*, **López-Miranda, B.**, Baciero, A., McCarthy, K. J., Zurro, B., Pastor, I., Ochando, M. A., Rattá, G. y el equipo del TJ-II, (27 noviembre, 2017). Contribución oral.
13. 21st International Stellarator-Heliotron Workshop, Kioto, Japón. *Characterization of Zonal Flows in the TJ-II stellarator: Role of plasma heating, NC radial electric fields and ion mass*, Losada, U., Ohshima, S., Guilleatot, F., Zurro, B., **López-Miranda, B.**, van Milligen, B. Ph., Hidalgo, C. y el equipo del TJ-II, (02-06 octubre, 2017). Póster. P2.27.
14. 44th European Physical Society Conference on Plasma Physics, Belfast, Irlanda. *Investigation of impurity confinement and transport in plasmas under different ECRH power conditions in the TJ-II stellarator*, **López-Miranda, B.**, Zurro, B., Hollmann, E. M., Baciero, A., Ochando, M. A., Medina, F., McCarthy, K. J., Pastor, I., Martínez-Fuentes, M. y el equipo del TJ-II, (26-30 junio, 2017). Póster y artículo de 4 páginas P5.166
15. 44th European Physical Society Conference on Plasma Physics, Belfast, Irlanda. *Spatial structure of temperature and outward convection of suprathermal perpendicular ions in the TJ-II stellarator*, Zurro, B., Martínez-Fuentes, M., Baciero, A., Tribaldos, V., **López-Miranda, B.** y el equipo del TJ-II, (26-30 junio, 2017). Póster y artículo de 4 páginas P1.145
16. 43rd European Physical Society Conference on Plasma Physics, Leuven, Bélgica. *Investigation of Z_{eff} profiles from visible bremsstrahlung in TJ-II plasma scenarios and its correlation with impurity transport behaviour deduced by laser blow-off*, **López-Miranda, B.**, Baciero, A., Zurro, B. y el equipo del TJ-II (04-08 julio, 2016). Póster y artículo de 4 páginas P1.003

17. 43rd European Physical Society Conference on Plasma Physics, Leuven, Bélgica. *Transport analysis of different charge/mass impurities injected by laser blow-off in ECRH heated plasmas of TJ-II*. Zurro, B., Hollmann, E. M., Baciero, A., Dux, R., Ochando, M. A., Medina, F., McCarthy, K. J., **López-Miranda, B.**, Pastor, I. y el equipo del TJ-II (04-08 julio, 2016). Póster y artículo de 4 páginas P1.004
18. 21st Topical Conference on High Temperature Plasma Diagnostics, Madison, Wisconsin, EE. UU. *A LIBS method for simultaneous monitoring the impurities and the hydrogenic composition present in the wall of the TJ-II stellarator*, **López-Miranda, B.**, Zurro, B., Baciero, A., Martínez-Fuentes, M. y el equipo del TJ-II (5-9 junio, 2016). Póster y artículo de 3 páginas P6.2.61

C.3 SEMINARIOS IMPARTIDOS Y CONTRIBUCIONES EN LAS REUNIONES DE FÍSICA DEL LABORATORIO NACIONAL DE FUSIÓN

1. “*Preliminary results of heavy impurity injection in ECRH TJ-II plasmas by means of laser blow-off*”, Laboratorio Nacional de Fusión Physics Meeting (25 marzo, 2019).
2. “*Comparison of visible impurity evolution along different discharges by means of passive spectroscopy in TJ-II*”, Laboratorio Nacional de Fusión Physics Meeting (11 febrero, 2019).
3. “*A comment on helium impurity detection in the visible range by means of passive spectroscopy*”, Laboratorio Nacional de Fusión Physics Meeting (4 febrero, 2019).
4. “*Empleo de la técnica de Laser Induced Breakdown Spectroscopy para monitorizar simultáneamente impurezas y la composición de hidrógeno en la pared del stellarator TJ-II*”, 2nd PhDay + PREMIO (22 noviembre, 2018).
5. “*Empleo de la técnica de Laser Induced Breakdown Spectroscopy para monitorizar simultáneamente impurezas y la composición de hidrógeno en la pared del stellarator TJ-II*”, Jóvenes Investigadores del CIEMAT, CIEMAT, Madrid, España (18 octubre, 2018).
6. “*Core impurity rotation in TJ-II plasma scenarios in which combined ECRH and NBI heating is used to mitigate impurity accumulation*”, seminarios de fusión del CIEMAT, Laboratorio Nacional de Fusión, CIEMAT, Madrid, España (22 junio, 2018).
7. “*Investigation of Z_{eff} profiles from visible bremsstrahlung in TJ-II plasma scenarios and its correlation with impurity transport behaviour deduced by laser blow-off*”, seminarios de fusión del CIEMAT, Laboratorio Nacional de Fusión Physics Meeting (11 julio, 2016).

- [1] Freidberg, J., (2007). *Fusion and world energy*. En *Plasma Physics and Fusion Energy* (pp-3-20). Cambridge: Cambridge University Press. Recuperado de:
<http://www.gammaexplorer.com/wp-content/uploads/2014/03/Plasma-Physics-and-Fusion-Energy-Jeffrey-Friedberg-Cambridge-University-Press.pdf>
- [2] McCracken, G. y Stott, P., (2005). *Fusion: The Energy of the Universe*, Academic Press, Elsevier Inc., ISBN: 0-12-481851-X.
<http://www.gammaexplorer.com/wp-content/uploads/2014/03/Fusion-The-Energy-of-the-Universe.pdf>
- [3] Spitzer, L., (2006). *Macroscopic Behaviour of a plasma*. En *Physics of fully ionized gases*. (pp-20-48). Dover ed. 1962 2ª edición por John Wiley & Sons, Inc., New York. ISBN: 0-486-44982-3.
- [4] Goldston, R. J., y Rutherford P. H., (1995). *Introduction to plasma*. En *Introduction to Plasma Physics* (pp 1-18). Institute of Physics Publishing Ltd, Bristol ISBN: 0-7503-0183-X.
- [5] Sheffield, J., (1994). *The physics of magnetic fusion-reactors*, *Rev. Mod. Phys.* 66, 1015.
<https://doi.org/10.1103/RevModPhys.66.1015>
- [6] Chen, F. F., (2015). *Introduction to plasma physics and controlled fusion*, Ed. Springer, 3ª ed. EE. UU. ISBN: 3319223089.
- [7] Reiter, D., Wolf, G. H., y Kever, H., (1990). Burn condition, helium particle confinement and exhaust efficiency. *Nucl. Fusion* 30, 10, [2141].
<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0029-5515/30/10/012/pdf>
- [8] Dolan, T. J., (1981). *Fusion Research: Principles, Experiments and Technology*, Pergamon Pr., Reino Unido. ISBN: 0080255655.
- [9] Ni, M., Wang, Y., Yuan, B., Jiang, J., Wu, Y. *et al.*, (2013). Tritium supply assessment for ITER and DEMONstration power plant, *Fusion Eng. Des.* 88, [2422].
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2013.05.043>
- [10] Kovari, M., Coleman, M., Cristescu, I. y Smith, R., (2018). Tritium resources available for fusion reactors. *Nucl. Fusion* 58, [02610].
<https://scientific-publications.ukaea.uk/wp-content/uploads/CCFE-PR1767-1.pdf>
- [11] Lawson, J. D., (1957). Some criteria for a power producing thermonuclear reactor, *Proc. Phys. Soc. B* 70, 6. <https://doi.org/10.1088/0370-1301/70/1/303>
- [12] Chen, F. F., *An indispensable truth: How fusion power can save the planet*. Ed. Springer ISBN 9781441978196 <https://doi.org/10.1007/978-1-4419-7820-2>

- [13] Stott, P. E., (2005). The feasibility of using D-He-3 and D-D fusion fuels, *Plasma Phys. Control. Fusion* 47, [1305]. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/47/8/011>
- [14] Boozer, A. H., (2005). Physics of magnetically confined plasmas. *Rev. Mod. Phys.* 76, [1071]. <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.76.1071>
- [15] Braams, C. M. y Stott, P. E., (2002). Nuclear Fusion. Half a Century of Magnetic Confinement Fusion Research. *Plasma Phys. Control. Fusion* 44, [1767]. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/44/8/701>
- [16] Tamm, I. Y. y Sakharov, A., (1961). *Theory of a magnetic thermonuclear reactor*. Pergamon, Oxford. ISBN: 978008102470
- [17] Bondarenko, B. D., (2001). Role played by O. A. Lavrent'ev in the formulation of the problem and the initiation of research into controlled nuclear fusion in the USSR. *Phys. Usp.* 44, [844]. <https://doi.org/10.1070/PU2001v044n08ABEH000910>
- [18] Peeters, A. G., (2000). The bootstrap current and its consequence. *Plasma Phys. Control. Fusion* 42, [B231]. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/42/12B/318>
- [19] Velasco, J. L., Allmaier, K., López-Fraguas, A., Beidler, C. D., Maassberg, H. *et al.*, (2011). Calculation of the bootstrap current profile for the TJ-II stellarator. *Plasma Phys. Control. Fusion* 53, [115014]. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/53/11/115014>
- [20] Keilhacker, M., Gibson, A., Gormezano, C. y Rebut, P. H., (2001). The scientific success of JET, *Nucl. Fusion* 41, [1925]. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/41/12/217>
- [21] ITER <https://www.iter.org/mach>.
- [22] Spitzer, L., (1958). The stellarator concept, *Phys. of Fluids* 1, [253]. <https://doi.org/10.1063/1.1705883>
- [23] Lyon, J. F., Grieger, G., Rau, F., Iiyoshi, A., Navarro, A. P. *et al.*, (1990). Stellarators, *Nucl. Fusion* 30, [1695]. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/30/9/004>
- [24] Motojima, O., Yamada, H., Komori, A., Ohyaabu, N., Kawahata, K. *et al.*, (1999). Initial physics achievements of large helical device experiments, *Phys. of Plasmas* 6, [1843]. <https://doi.org/10.1063/1.873443>
- [25] Klinger, T. Alonso, A., Bozhnikov, A., Burhenn, R., Dinklage, A. *et al.*, (2017). Performance and properties of the first plasmas of Wendelstein 7-X. *Plasma Phys. Control. Fusion* 59, [126001]. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/59/1/014018>
- [26] Alejaldre, C., Alonso, J., Almoguera, L., Ascasíbar, E., Baciero, A. *et al.*, (1999). First plasmas in the TJ-II flexible heliac, *Plasma Phys. Control. Fusion* 41, [A539]. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/41/3A/047>
- [27] Derechos de autor de la imagen: Carrasco, E. M.: <http://www.fusion.ciemat.es/tj-ii/>

- [28] Alejaldre, C., Alonso, J. J., Botija, J., Castejón, F., Cepero, J. R. *et al.*, (1990). TJ-II project: A flexible heliac stellarator, *Fusion Technol.* 17, [131].
<https://doi.org/10.13182/FST17-131-139>
- [29] Yoshikawa, S., (1983). Design of a helical-axis stellarator, *Nucl. Fusion* 23, [667].
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/23/5/008>
- [30] Harris, J. H., Cantrell, J. L., Hender, T. C., Carreras, B. A. y Morris, R. N., (1985). A flexible heliac configuration, *Nucl. Fusion* 25, [623]. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/25/5/005>
- [31] Derechos de autor de la imagen: van Milligen, B. Ph.: <http://www.fusion.ciemat.es/tj-ii/>
- [32] Botija, J., Blaumoser, M., Bevilacqua, G. y Dalmaso, S., (1992). Design and construction of the TJ-II vacuum vessel. Proceedings of the 17th Symposium on Fusion Technology (SOFT), Roma, Italia, [201]. <https://doi.org/10.1016/B978-0-444-89995-8.50031-X> Get rights and content
- [33] Tafalla, D. y Tabarés, F. L., (noviembre, 2001). Acondicionamiento del *stellarator* TJ-II durante la etapa de plasmas ECRH, Informes Técnicos CIEMAT, 985. <http://www-fusion.ciemat.es/InternalReport/IR985.pdf>
- [34] Tabarés, F. L., Tafalla, D., Balbín, R., Brañas, B., Estrada, T. *et al.*, (2003). Impact of wall conditioning and gas fuelling on the enhanced confinement modes in TJ-II, *J. Nucl. Mater.* 313-316, [839]. [https://doi.org/10.1016/S0022-3115\(02\)01460-5](https://doi.org/10.1016/S0022-3115(02)01460-5)
- [35] Miyamoto, K., (1980). *Magnetic Configuration and Particle Orbit*. En: Fundamentals of Plasma Physics for Nuclear Fusion. Cambridge, Mass., MIT Press, Cambridge, Reino Unido. [21]. ISBN: 9780262132374.
- [36] Fernández, A., Likin, K. M., Turullols, P., Teniente, J., Gonzalo, R. *et al.*, (2000). Quasioptical transmission lines for ECRH at TJ-II stellarator, *Int. J. Infrared Millim. Waves* 21 [1945]. <https://doi.org/10.1023/A:1006720117520>
- [37] Fernández, A., Kasperek, W., Likin, K. M. y Martín, R., (2001). Design of the upgraded TJ-II quasi-optical transmission line, *Int. J. Infrared Millim. Waves* 22, [649]. <https://doi.org/10.1109/ICIMW.2000.892950>
- [38] Liniers, M., Alonso, J., Martínez-Laso, L., Doncel, J., García, A. *et al.*, (1998). Neutral beam injection system for TJ-II. Proc. 20th Symp. on Fusion Technology, Marsella, Francia, 307.

- [39] Liniers, M., Wolfers, G., J. A., Sebastián, B., Rojo, F., Martín *et al.*, (2013). Beamline duct monitoring of the TJ-II neutral beam injectors, *Fusion Eng. Design* 88, [960]. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2013.04.014>
- [40] McCarthy, K. J., Tribaldos, V., Arévalo, J. y Liniers, M., (2010). The detection of fast oxygen ions in neutral beam-heated plasmas of the TJ-II stellarator using spectroscopy methods. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 43, [144020]. <https://doi.org/10.1088/0953-4075/43/14/144020>
- [41] Guasp, J., Liniers, M., Fuentes, C. y Barrera, G., (1999). Thermal Load Calculations at TJ-II Vacuum Vessel Under Neutral Beam Injection, *Fusion Sci. Technol.* 35, [32]. <https://doi.org/10.13182/FST99-A75>
- [42] Castejón, F., Tereschchenko, M. A., Sarksyán, K. A., Fernández, A., Cappa, Á. *et al.*, (2004). Electron Bernstein Wave Heating Calculations for TJ-II Plasmas, *Fusion Sci. Tech.* 46, [327]. <https://doi.org/10.13182/FST04-A571>
- [43] Fuentes, C., (2007). Transmisión del haz de neutros de calentamiento en TJ-II, Informes técnicos CIEMAT, 116. <http://www-fusion.ciemat.es/InternalReport/IR1116.pdf>
- [44] Pacios, L., de la Peña, A., Labrador, I., Carrasco, R., Lapayese, F. *et al.*, (1999). A versatile Timing System based on OS9 for the Spanish stellarator TJ-II, Proc. 11th IEEE NPSS Conf. Santa Fe, EE. UU. [243]. <http://ieeexplore.ieee.org/Xplore/home.jsp>
- [45] McCarthy, K. J., Combs, S. K., Baylor, L. R., Caughman, J. B. O., Fehling, D. T. *et al.*, (2005). A compact flexible pellet injector for the TJ-II stellarator, Proc. 21st IEEE/NPSS Symposium on Fusion Engineering 2005 (SOFE05), Tennessee, EE. UU. <https://ieeexplore.ieee.org/document/4018956>
- [46] McCarthy, K. J., Combs, S. K., Baylor, L. R., Caughman, J. B. O., Fehling, D. T. *et al.*, (2008). A compact flexible pellet injector for the TJ-II stellarator, *Rev. Sci. Instrum.* 79, [10F321]. <https://doi.org/10.1063/1.2955706>
- [47] Panadero, N., McCarthy, K. J., de la Cal, E., Hernández-Sánchez, J., García, R. *et al.*, (2016). Observation of Cryogenic Hydrogen Pellet Ablation with a Fast-frame Camera System in the TJ II Stellarator, 43rd EPS Conference on Plasma Physics, Lovaina, Bélgica (2016) P1.008. <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.2955706>
<http://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=534410&isnumber=11108>
- [48] Sánchez, J., Ascasíbar, E., Acedo, P., Baciero, A., Balbín, R. *et al.*, (1998). Diagnostic systems for the TJ-II flexible heliac, *J. Plasma Fusion Res. Series* 1, [338]. [ISBN 4-9900586-3-3](https://doi.org/10.1088/0953-4075/27/1/003).

- [49] Barth, C. J., Pijper, F., Meiden, H., Herránz, J., Pastor, I. *et al.*, (1999). High-resolution multiposition Thomson scattering for the TJ-II stellarator, *Rev. Sci. Instrum.* 70, [763]. <https://doi.org/10.1063/1.1149399>
- [50] Herránz, J., Castejón, F., Pastor, I. y McCarthy, K. J., (2003). The spectrometer of the high-resolution multiposition Thomson scattering diagnostic for TJ-II. *Fusion Eng. Des.* 65, [525]. [https://doi.org/10.1016/S0920-3796\(03\)00387-9](https://doi.org/10.1016/S0920-3796(03)00387-9)
- [51] Medina, F., (2007). *Caracterización de los plasmas de TJ-II y sus poblaciones supratérmicas con diagnósticos de rayos X* (Tesis doctoral). Universidad Complutense de Madrid, Madrid. <https://eprints.ucm.es/7528/>
- [52] Rodríguez-Rodrigo, L., Medina, F., Ochando, M. A., López-Fraguas, A. y el equipo del TJ-II, (1999). Generation of fast electrons in TJ-II. Proc. 26th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Maastricht, Países Bajos, ECA J, Volumen 23J, [353]. Recuperado de: <http://epsppd.epfl.ch/Maas/web/pdf/p1062.pdf>
- [53] Medina, F., Pedrosa, M. A., Ochando, M. A., Rodríguez-Rodrigo, L., Hidalgo, C. *et al.*, (2001). Filamentary current detection in stellarator plasmas. *Rev. Sci. Instrum.* 72, [471]. <https://doi.org/10.1063/1.1310579>
- [54] Ochando, M. A., Medina, F., Zurro, B., Baciero, A., McCarthy, K. J. *et al.*, (2006). Up-down and in-out asymmetry monitoring based on broadband radiation detectors. *Fusion Sci. Tech.* 50, [31]. <https://doi.org/10.13182/FST06-A1252>
- [55] Estrada, T., Sánchez, J., van Milligen, B., Cupido, L., Silva, A. *et al.*, (2001). Density profile measurements by AM reflectometry in TJ-II, *Plasma Phys. Control. Fusion* 43, [1535]. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/43/11/308>
- [56] de la Luna, E., Sánchez, J., Tribaldos V. y Estrada, T., (2001). Multichannel electron cyclotron emission radiometry in TJ-II stellarator, *Rev. Sci. Instrum.* 72, [379]. <https://doi.org/10.1063/1.1315636>
- [57] Pedrosa, M. A., López-Sánchez, A., Hidalgo, C., Montoro, A., Gabriel, A. *et al.*, (1999). Fast movable remotely controlled Langmuir probe system, *Rev. Sci. Instrum.* 70, [415]. <https://doi.org/10.1063/1.1149350>
- [58] Fontdecaba, J. M., Castejón, F., Balbín, R., López-Bruna, D., Yakolevich-Petrov, S. *et al.*, (2004). Energy-resolved neutral particle fluxes in TJ-II ECRH plasmas, *Fusion Eng. Des.* 46, [271]. <https://doi.org/10.13182/FST04-A565>

- [59] Bondarenko, I. S., Chmuga, A. A., Dreval, N. B., Khrebtov, S. M., Komarov, A. D. *et al.*, (2001). Installation of an advanced heavy ion beam diagnostic on the TJ-II stellarator, *Rev. Sci. Instrum.* 72, [583]. <https://doi.org/10.1063/1.1310593>
- [60] Jiménez-Rey, D., Zurro, B., Guasp, J., Liniers, M., Baciero, A. *et al.*, (2008). A Flexible Luminescent Probe to Monitor Fast Ions Losses at the Edge of the TJ-II Stellarator, *Rev. Sci. Instrum.* 79, [093511]. <https://doi.org/10.1063/1.2979013>
- [61] Martínez, M., Zurro, B., Baciero, A., Jiménez-Rey, D., Tribaldos, V. *et al.*, (2018). Discrete fast-ion detection with energy discrimination in plasmas having edge localized mode-like instabilities in the stellarator TJ-II, *Contrib. Plasma Phys.* 58, [861]. <https://doi.org/10.1002/ctpp.201700024>
- [62] López-Bruna, D., Castejón, F., Estrada, T., Romero, J. A., Jiménez J. A. *et al.*, (2004). Effects of ohmic current in the TJ-II stellarator, *Nucl. Fusion* 44, [645]. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/44/5/008>
- [63] Brañas, B., Tafalla, D., Tabarés, F. L. y Ortíz, P., (2001). Atomic beam diagnostics for characterization of edge plasma in TJ-II stellarator, *Rev. Sci. Instrum.* 72, [602]. <https://doi.org/10.1063/1.1319868>
- [64] Hidalgo, A., Tafalla, D., Brañas, B. y Tabarés, F. L., (2004). Multipulse supersonic helium beam diagnostic in the TJ-II stellarator, *Rev. Sci. Instrum.* 75, [3478]. <https://doi.org/10.1063/1.1779617>
- [65] McCarthy, K. J., Zurro, B., Hollmann, E. M., Hernández-Sánchez, J. y el equipo del TJ-II, (2016). A spectral line survey from 17.5-250 nm of plasmas created in a magnetic confinement device *Phys. Scr.* 91, [115601]. <https://doi.org/10.1088/0031-8949/91/11/115601>
- [66] McCarthy, K. J., Zurro, B., Balbín, R., Baciero, A., Herránz, J. *et al.*, (2003). Results of an experiment relating apparent Doppler ion temperatures with non-thermal velocities in hot-fusion plasmas, *Europhys. Lett.* 63, [49]. <https://doi.org/10.1209/epl/i2003-00476-x>
- [67] McCarthy, K. J., Ochando, M. A., Medina, F., Zurro, B., Hidalgo, C. *et al.*, (2004). A first study of impurity behaviour during external induced radial electric fields in the TJ-II stellarator, *Fusion Sci. Tech.* 46, [129]. <https://doi.org/10.13182/FST04-A548>
- [68] Tafalla, D., Tabarés, F. L., Ortíz, P., López-Sánchez, A., Martínez-Fresno L. M *et al.*, Informe Técnico CIEMAT 850 (1998). Monitores de H_{α} para TJ-II. Recuperado de: <http://www-fusion.ciemat.es/InternalReport/IR850.pdf>

- [69] Post, D. E. y Behrish, R., (1986). *Introduction to the Physics of Plasma Wall Interactions in Controlled Fusion*, En: *Physics of plasma wall interaction in controlled fusion devices*, pp. 1-14. Plenum, Nueva York, EE. UU. ISBN: 9781475700695.
- [70] Helander, P., Newton, S. L., Mollén, A. y Smith, H. M., (2017). Impurity Transport in a Mixed-Collisionality Stellarator Plasma, *Phys. Rev. Lett.* 118, [155002]. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.155002>
- [71] García-Regaña, J. M., Kleiber, R., Beidler, C. D., Turkin, Y., Maaßberg H. *et al.*, (2013). On neoclassical impurity transport in stellarator geometry, *Plasma Phys. Control. Fusion* 55, [7]. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/55/7/074008>
- [72] Dux, R., Neu, R., Peeters, A. G., Pereverzev, G., Mück, A. *et al.*, (2003). *Plasma Phys. Control. Fusion* 45, [1815]. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/45/9/317>
- [73] Federici, G., Skinner, C. H., Brooks, J. N., Coad, J. P., Grisolia C. *et al.*, (2001). Plasma-material interactions in current tokamaks and their implications for the next step fusion reactors, *Nucl. Fusion* 41, [1967]. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0029-5515/41/12/218/meta>
- [74] Sigmund, P., (1969). Theory of Sputtering. I. Sputtering Yield of Amorphous and Polycrystalline Targets, *Phys. Rev.* 184, [383]. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.184.383>
- [75] García-Rosales, C., Eckstein, W. y Roth, J., (1993). Revised formulae for sputtering data, *J. Nucl. Instrum. Methods B* 83, [95]. [https://doi.org/10.1016/0022-3115\(94\)00376-9](https://doi.org/10.1016/0022-3115(94)00376-9)
- [76] Eckstein, W., (1991). *The Binary Collision Model*, En: *Computer Simulation of Ion-Solid Interaction*, Springer Series in Material Science, Vol. 10, Springer, Berlín, Alemania. ISBN: 978-3-642-73513-4.
- [77] Roth, J., (1990). Sputtering of limiter and divertor materials, *J. Nucl. Mater.* 176&177, [132]. [https://doi.org/10.1016/0022-3115\(90\)90035-L](https://doi.org/10.1016/0022-3115(90)90035-L)
- [78] Eckstein, W., (1991). *Reflection*, En: *Atomic and Plasma-Material Interaction Data for Fusion*, Vol. 1, pp. 16-31, *Nucl. Fusion Supplement*, IAEA 17, Viena, Austria. Recuperado de: https://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/Pub23_web.pdf
- [79] Haasz, A. A., Stephens, J. A., Vietzke, E., Eckstein, W., Davis, J. W. *et al.*, (1998). *Particle Induced Erosion of Be, C and W*. En: *Fusion Plasmas. Part A: Chemical Erosion of Carbon-Based Materials. Atomic and Plasma-Material Interaction Data for Fusion*, Vol. 7A IAEA, Viena, Austria. Recuperado de: https://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/Pub23APID7a_web.pdf
- [80] Roth, J., Bohdansky, J. y Wilson, K. L., (1982). Erosion of carbon due to bombardment with energetic ions at temperatures up to 2000 K, *J. Nucl. Mater.* 111&112, [775]. [https://doi.org/10.1016/0022-3115\(82\)90304-X](https://doi.org/10.1016/0022-3115(82)90304-X)

- [81] Philipps, V., Flaskamp, K. y Vietzke, E., (1982). Enhancement of the sputtering yield of pyrolytic graphite at elevated temperatures, *J. Nucl. Mater.* 111&112, [781]. [https://doi.org/10.1016/0022-3115\(82\)90305-1](https://doi.org/10.1016/0022-3115(82)90305-1)
- [82] Eckstein, W. y Philipps, V., (1996). Physical sputtering and radiation-enhanced sublimation. En: *Physical Processes of the Interaction of Fusion Plasma with Solids*, W. O. Hofer y J. Roth eds. Pub Academic Press, Inc., San Diego, EE. UU. pp 93-133
- [83] Sánchez, J., Acedo, M., Alonso, A., Álvarez, P., Ascasíbar, E., *et al.*, (2009). Confinement transitions in TJ-II under Li-coated wall conditions. *Nucl. Fusion* 49, [104018]. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/49/10/104018>
- [84] Ochando, M. A., Medina, F., Zurro, B., McCarthy, K. J., Pedrosa, M. A. *et al.*, (2006). Effect of suprathermal electrons on the impurity ionization state. *Plasma Phys. Control. Fusion* 48, [1573]. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/48/11/001>
- [85] Matthews, G. F., Stangeby, P.C., Elder, J. D., Gottardi, N. A. C., Harbour, P. J. *et al.*, (1992). Impurity profiles at the JET divertor targets compared with the DIVIMP code, *J. Nucl. Mater.* 196-198, [374]. <https://www.sciencedirect.com/journal/journal-of-nuclear-materials/vol/196/suppl/C>
- [86] Pitcher, C. S. y Stangeby, P. C., (1997). Experimental divertor physics, *Plasma Phys. Control. Fusion* 39, [779]. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/39/6/001>
- [87] Reichle, R., Andrew, P., Bates, P., Bede, O., Casal, N. *et al.*, (2015). Review of the ITER diagnostics suite for erosion, deposition, dust and tritium measurements, *J. Nucl. Mater.* 463, [180]. <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2015.01.039>
- [88] Mirnov, S., (2009). Plasma-wall interactions and plasma behaviour in fusion devices with liquid lithium plasma facing components, *J. Nucl. Mater.* 390-391, [876]. <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2009.01.228>
- [89] Doyle, B. L., Wampler, W. R. y Brice, D.K., (1981). Temperature dependence of H saturation and isotope exchange, *J. Nucl. Mater.* 103&104, [513]. [https://doi.org/10.1016/0022-3115\(82\)90650-X](https://doi.org/10.1016/0022-3115(82)90650-X)
- [90] Davis, J. W., Haasz, A. A. y Walsh, D. S., (1990). Flux and fluence dependence of H⁺ trapping in graphite, *J. Nucl. Mater.* 176&177, [992]. [https://doi.org/10.1016/0022-3115\(90\)90180-U](https://doi.org/10.1016/0022-3115(90)90180-U)
- [91] Chiu, S. y Haasz, A. A., (1992). Molecule formation due to sequential and simultaneous exposure of graphite to H⁺ and D⁺, *J. Nucl. Mater.* 196&198, [972]. [https://doi.org/10.1016/S0022-3115\(06\)80178-9](https://doi.org/10.1016/S0022-3115(06)80178-9)

- [92] Seagrave, J. D., Cranberg, L. y Simmons, J. E., (1981). Elastic Scattering of Fast Neutrons by Tritium and He³, *Phys. Rev.* 119, [1981]. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.119.1981>
- [93] Xu, Y., Hidalgo, C., Shesterikov, I., Krämer-Flecken, A., Zoletnik, S. *et al.*, (2013). Isotope effect and multiscale physics in fusion plasmas. *Phys. Rev. Lett.* 110, [265005]. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.265005>
- [94] McCarthy, K. J., Tamura, N., Combs, S. K., García, R., Hernández-Sánchez, J. *et al.*, (2017). Identification of S VIII through S XIV emission lines between 17.5 and 50 nm in a magnetically confined plasma. *Phys. Scr.* 93, [035601]. <https://doi.org/10.1088/1402-4896/aaa22c>
- [95] Sze, F. C., Doerner, R., Luckhard, S. y Conn, R. W., (1997). Investigation of impurity deposition on plasma facing component using electron beam technique, *J. Nucl. Mater.* 246, [165]. [https://doi.org/10.1016/S0022-3115\(97\)00141-4](https://doi.org/10.1016/S0022-3115(97)00141-4)
- [96] Tafalla, D., comunicación privada.
- [97] Brooks, J. N., Allain, J. P., Rognlien, T. D. y Maingi, R., (2005). PSI modeling of liquid lithium divertors for the NSTX tokamak, *J. Nucl. Mater.* 337-339, [1053]. <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2004.07.062>
- [98] Mirnov, S. V., Azizov, E. A., Evtikhin, V. A., Lazarev, V. B., Lyublinsky, I. E., *et al.*, (2006). Experiments with lithium limiter on T-11M tokamak and applications of the lithium capillary-pore system in future fusion reactor devices, *Plasma Phys. Control. Fusion* 48, [821]. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/48/6/009>
- [99] Pericoli-Ridolfini, V., Apicella, M. L., Mazzitelli, G., Tudisco, O., Zagórski, R. *et al.*, (2007). Edge properties with the liquid lithium limiter in FTU-experiment and transport modelling, *Plasma Phys. Control. Fusion* 49, [S123]. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/49/7/S09>
- [100] Spitzer, L. Jr., (1951). A Proposed Stellarator, US Atomic Energy Commission. Rep. NYO-993 (PM-S-1). Recuperado de: <http://www-naweb.iaea.org/napc/physics/2ndgenconf/data/Reports/Spitzer%20Report.pdf>
- [101] Behrisch, R., (1972). First-wall erosion in fusion reactors, *Nucl. Fusion* 12, [695]. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/12/6/011>
- [102] McCracken, G. M. y Stott, P. E., (1979). Plasma-surface interactions in tokamaks, *Nucl. Fusion* 19, [889]. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/19/7/004>

- [103] Peacock, N. J., Robinson, D. C., Forrest, M. J., Wilcock, P. D. y Sannikov, V. V., (1969). Measurement of the Electron Temperature by Thomson Scattering in Tokamak T3, *Nature* 224, [488]. <https://doi.org/10.1038/224488a0>
- [104] ITER Physics Basis Editors, ITER Physics Expert Group Chairs and Co-Chairs and ITER Joint Central Team and Physics Integration Unit, (1999). *Nucl. Fusion* 39, [2137]. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/39/12/301>
- [105] Franzen, P., Haasz, A. A. y Davis, J. W., (1995). Radiation-enhanced sublimation of doped graphites, *J. Nucl. Mater.* 226, [15]. [https://doi.org/10.1016/0022-3115\(95\)00096-8](https://doi.org/10.1016/0022-3115(95)00096-8)
- [106] Gauthier, E., Eckstein, W., Laszlo, J. y Roth, J., (1990). Physical sputtering of low-Z materials, *Nucl. Mater.* 176&177, [438]. [https://doi.org/10.1016/0022-3115\(90\)90086-3](https://doi.org/10.1016/0022-3115(90)90086-3)
- [107] Begrambekov, L. B., Buzhinsky, O. I., Kokushkin, B. Y., Nikolski, M. V., Otroschenko, V. G. *et al.*, (1990). Development of C-C composites with low coefficients of sputtering by ions at high temperatures, *J. Nucl. Mater.* 170, [101]. [https://doi.org/10.1016/0022-3115\(90\)90331-G](https://doi.org/10.1016/0022-3115(90)90331-G)
- [108] Tafalla, D., Tabarés F. L. y Ferreira, J. A., (2010). Wall conditioning strategies in the stellarator TJ-II, *Fusion Eng. Design* 85, [915]. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2010.08.035>
- [109] Buzhinskij, O. I. y Semenets, Y. M., (1997). Review of in situ boronization in contemporary tokamaks, *Fusion Tech.* 32, [1]. <https://doi.org/10.13182/FST97-A19875>
- [110] Sánchez, J., Tabarés, F. L., Tafalla, D., Ferreira, J. A., García-Cortés, I. *et al.*, (2009). Impact of lithium-coated walls on plasma performance in the TJ-II stellarator, *J. Nucl. Mater.* 390-391, [852]. <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2009.01.224>
- [111] Tafalla, D., Tabarés, F. L., Ferreira, J. A., Oyarzábal, E., Martín-Rojo, A. B. *et al.*, (2011). Recycling and sputtering studies in hydrogen and helium plasmas under lithiated walls in TJ-II, *J. Nucl. Mater.* 415, [S179]. <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2011.01.028>
- [112] Tabarés, F. L., Ochando, M. A., Medina, F., Tafalla, D., Ferreira, J. A. *et al.*, (2008). Plasma performance and confinement in the TJ-II stellarator with lithium-coated walls, *Plasma Phys. Control. Fusion* 50, [124051]. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/50/12/124051>
- [113] Kunze, H. J., (2009). *Introduction to Plasma Spectroscopy*. Springer Series on Atomic, Optical and Plasma Physics, Vol. 56, Springer, Nueva York. e-ISBN 978-3-642-02233-3. <http://doi.org/10.1007/978-3-642-02233-3>
- [114] Fujimoto, T., (2004). *Plasma Spectroscopy*, Oxford University Press, Clarendon Press. Nueva York, EE. UU. ISBN: 0198530285.
- [115] NASA: [National Aeronautics and Space Administration](http://www.nasa.gov)

- [116] Kenneth, K., *Modern Physics*. John Wiley & Sons, Inc., Nueva York, EE. UU. ISBN 978-1-118-06114-5.
- [117] Hutchinson, I. H., (2009). *Principles of Plasma Diagnostics*. 2º ed. Cambridge University Press. Cambridge, Reino Unido. <https://doi.org/10.1017/CBO9780511613630>
- [118] <https://chemglobe.org/tabla-periodica/elemento/litio/>
- [119] Kadota, K., Otsuka, M. y Fujita, J., (1980). Space- and time-resolved study of impurities by visible spectroscopy in the high-density regime of JIPP T-II tokamak plasma. *Nucl. Fusion* 20, [209]. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/20/2/010>
- [120] Morita, S., Richards, R.K., Horton, L.D., Isler, R.C., Crume, E. C. Jr., Murakami, M., (1991). Z_{eff} measurements in ATF using visible bremsstrahlung. Oak Ridge National Lab., Rep. ORNL/TM-11737, Tennessee, (EE. UU.)
- [121] Anderson, J. K., (2001). Measurement of the electrical resistivity profile in the Madison Symmetric Torus (Tesis doctoral) University of Wisconsin-Madison, (EE. UU.)
http://plasma.physics.wisc.edu/uploadedfiles/theses/anderson_thesis_2001.pdf
- [122] Karzas, J., Latter, R., (1961). Electron radiative transitions in a coulomb field. *Astrophys. J., Suppl. Ser.* 6, [167]. <https://doi.org/10.1086/190063>
- [123] Schissel, D. P., Stockdale, R. E. y St. John, H., (1988). Measurements and implications of Z_{eff} profiles on the DIII-D tokamak. *Phys. Fluids* 31, [3738].
<https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.866892>
- [124] Chen, Y., Wu, Z., Gao, W., Ti, A., Zhang, L. *et al.*, (2015). Application of visible bremsstrahlung to Z_{eff} measurement on the Experimental Advanced Superconducting Tokamak. *Rev. Sci. Instrum.* 86, [023509]. <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4908200>
- [125] Landi comunicación privada.
- [126] Zhou, H. Y., Morita, S., Goto, M. y Dong, C. F., (2010). Z_{eff} profile diagnostics using visible bremsstrahlung continuum for nonaxisymmetric plasmas with finite β in large helical Device. *J. Appl. Phys.* 107, [053306]. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3326970>
- [127] König, R., Baldzuhn, J., Biel, W., Biedermann, C., Bosch, H. S. *et al.*, (2015). The set of diagnostics for the first operation campaign of the Wendelstein 7-X stellarator. *J. Instrum.* 10, [10002]. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/10/10/P10002>
- [128] Weller, A., Pasini, A., W. Edward, A. W., Gill, R. D. *et al.*, (1987). JET Joint Undertaking Report Euro-JET Rep. EUR 12323 PR6- JET-IR 87 10. Recuperado de: <http://aei.pitt.edu/57921/1/JET.J.U.1987.pdf>

- [129] Castejón, F., Alegre, D., Alonso, A., Alonso, J., Ascasíbar, E. *et al.*, (2017). 3D effects on transport and plasma control in the TJ-II stellarator. *Nucl. Fusion* 57, [102022]. <http://iopscience.iop.org/0029-5515/57/10/102022>
- [130] Baciero, A., Zurro, B., McCarthy, K. J., Ochando, M. A., Medina, F. *et al.*, (2003). 30th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys., St. Petersburg, 7-11 julio 2003 ECA Vol. 27A, P-2.80.
- [131] Baciero, A., Zurro, B., Rapisarda, D., Jimenez-Rey, D., Medina, F. *et al.*, (2007). Local emission profiles from impurity ions and visible bremsstrahlung in the TJ-II stellarator. 31. 1998-2001, 34th EPS Conference on Plasma Phys., Varsovia, ECA Vol.31F, P-5.089.
- [132] Arévalo, J., Alonso, J. A., McCarthy, K. J. y Velasco, J. L., (2013). Incompressibility of impurity flows in low density TJ-II plasmas and comparison with neoclassical theory. *Nucl. Fusion* 53, [023003]. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0029-5515/53/2/023003/meta>
- [133] Grenfell, G., van Milligen, B. Ph., Losada, U., Estrada, T., Liu, B. C. *et al.*, (2019). The impact of edge radial electric fields on edge–scrape-off layer coupling in the TJ-II stellarator. *Nucl. Fusion* 60, [014001]. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab538c>
- [134] Happel, T., Estrada, T., Blanco, E., Tribaldos, V., Cappa, Á. *et al.*, (2009). Doppler reflectometer system in the stellarator TJ-II. *Rev. Sci. Instrum.* 80. [073502]. <https://doi.org/10.1063/1.3160106>
- [135] Estrada, T., Happel, T. y Blanco, E., (2012). A new approach to detect coherent modes using microwave reflectometry. *Nucl. Fusion* 52, [082002]. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/52/8/082002>
- [136] Hong, S. H., Kim, R., Ko, W. H., y Namab, Y. U., (2015). Quantitative measurement of in-vessel dust velocity and its correlation with toroidal rotation of plasmas, *J. Nucl. Mater.* 463, [851]. <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2014.10.096>
- [137] Ida, K., (1998). Experimental studies of the physical mechanism determining the radial electric field and its radial structure in a toroidal plasma. *Plasma Phys. Control. Fusion* 40, [1429]. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/40/8/002>
- [138] Burrell, K. H., Gohil, P., Groebner, R. J., Kaplan, D. H., y Robinson, J. I. *et al.*, (2004). Improved charge-coupled device detectors for high-speed, charge exchange spectroscopy studies on the DIII-D tokamak. *Rev. Sci. Instrum.* 75, [3455]. <https://doi.org/10.1063/1.1787949>
- [139] Solomon, W. M., Burrell, K.H., Feder, R., Nagy, A., Gohil, P. *et al.*, (2008). Characterization of cross-section correction to charge exchange recombination spectroscopy

- rotation measurements using co- and counter-neutral-beam views. *Rev. Sci. Instrum.* 79, [10F531]. <https://doi.org/10.1063/1.2957841>
- [140] Condrea, I., Haddad, E., Gregory, B. C., y Abel, G., (2000). Local poloidal and toroidal plasma rotation velocities and ion temperature in a tokamak plasma obtained with a matrix inversion method considering asymmetries. *Phys. Plasmas* 7, [3641].
<https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1287417>
- [141] Hofmann, J. V., Geiger, J. e Ida, K., (1994). Toroidal and poloidal rotation in the W7-AS stellarator. Proc. 21st EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Montpellier, Francia, 18B, 1, [392].
- [142] Fonck, R. J., Darrow, D. S. y Jaehnig, K. P., (1984). Determination of plasma-ion velocity distribution via charge-exchange recombination spectroscopy. *Phys. Rev. A.* 29, [3288].
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.29.3288>
- [143] Rapisarda, D.
- [144] Philipps, V., Malaquias, A., Hakola, A., Karhunen, J., Maddaluno, G. *et al.*, (2013). Development of laser-based techniques for in situ characterization of the first wall in ITER and future fusion devices. *Nucl. Fusion* 53, [093002].
<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0029-5515/53/9/093002/meta>
- [145] Pedrosa, M.A, Alonso, J. A., García-Regaña, J. M., Hidalgo, C., Velasco, J. L. *et al.*, (2015). Electrostatic potential variations along flux surfaces in stellarators. *Nucl. Fusion* 55, [052001] <https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/5/052001>
- [146] Almaguilla, S., Caneve, L., Colao, F., Gasior, P., Kubkowska, M., Lepek, M. *et al.*, (2015). Double pulse Laser Induced Breakdown Spectroscopy measurements on ITER-like samples, *Fusion Eng. Design* 96-97, [848].
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2015.02.068>
- [147] Almaguilla, S., Caneve, L., Colao, F., Fantoni, R. y Maddaluno, G., (2012). Remote-LIBS characterization of ITER-like plasma facing materials. *J. Nucl. Mat.*, 421, [73].
<https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2011.11.050>
- [148] Zurro, B., García-Castañer, B., Hidalgo, C., Péres, S. y Pallás, L., (1988). Simple ion temperature diagnostics for a short tokamak discharge. *Rev. Sci. Instrum.* 59, [1509].
<https://doi.org/10.1063/1.1140179>
- [149] Hecht, J., (1991). *Laser Pioneers*, Academic Press, Ed. Elsevier, San Diego, EE. UU., ISBN 9780123360304

- [150] Paris, P., Piip, K., Hakola, A., Laan, M., Aints, M. *et al.*, (2015). Development of laser induced breakdown spectroscopy for studying erosion, deposition, and fuel retention in ASDEX Upgrade, *Fusion Eng. Des.* 98-99, [1349].
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920379615001623?via%3Dihub>
- [151] Mercadier, L., Grisolia, C., Roche, H., Semerok, A., Hermann, J. *et al.*, (2011). In-situ Tritium Measurements and Control by Laser Techniques. *Fusion Sci. Tech.* 60, [1049]
<https://doi.org/10.13182/FST11-A12596>
- [152] Maurya, G. S., Kumar, R., Kumar, A. y Rai, A. K., (2015). Proof-of-concept experiment for on-line laser induced breakdown spectroscopy analysis of impurity layer deposited on optical window and other plasma facing components of Aditya tokamak, *Rev. Sci. Instrum.* 86, [123112]. <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4938176>
- [153] Maurya, G. S., Jyotsana, A., Kumar, R., Kumar, A y Rai, A. K., (2014). Analysis of deposited impurity material on the surface of the optical window of the Tokamak using LIBS, *Phys. Scripta*, 89, [075601]. <https://doi.org/10.1088/0031-8949/89/7/075601>
- [154] Pasini, D., Mattioli, M. y Edwards, A.W, (1990). Impurity transport in JET using laser injected impurities in Ohmic and radiofrequency heated plasmas. *Nucl. Fusion* 30, [2049].
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/30/10/007>
- [155] Mattioli, M., de Michelis, C. y Monier-Garbet, P., (1995). Behaviour of intrinsic carbon and laser blow-off injected nickel in Tore Supra during ergodic divertor activation. *Nucl. Fusion* 35, [807]. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/35/7/I05>
- [156] Kaneko, H., Kondo, K. y Motojima, O. (1987). Transport analysis of injected impurities in currentless heliotron E plasmas. *Nucl. Fusion* 27, [1075].
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/27/7/002>
- [157] Horton, L. D., Isler, R. C., Howe, H. C., Crume, E. C. y Giles, D. C., (1992). Impurity transport in the Advanced Toroidal Facility. *Nucl. Fusion* 32, [481].
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/32/3/I10>
- [158] Burhenn, R., Weller, A., W7-AS Team, NI Group y ECRH Group (1999). Derivation of local impurity transport quantities from soft-x radiation evolution during tracer injection at W7-AS. *Rev. Sci. Instrum.* 70, [603]. <https://doi.org/10.1063/1.1149357>
- [159] Burhenn, R., Feng, Y., Ida, K., Maassberg, H., McCarthy, K. J. *et al.*, (2009). On impurity handling in high performance stellarator/heliotron plasmas. *Nucl. Fusion* 49, [065005].
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/49/6/065005>

- [160] International Atomic Energy Agency. Progress in Stellarator/Heliotron Research: 1981-1986, (1989). IAEA-TEC-DOC-558. Stellarator Physics 7th International Workshop on Stellarators. Oak Ridge, Tennessee, EE. UU. Recuperado de:
https://www-pub.iaea.org/MTCD/publications/PDF/te_558_web.pdf
- [161] Zurro, B. y el equipo TJ-I, (1989). A Search for Nonambipolar Particle Transport in the TJ-I Tokamak, 16th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Venecia, Italia. 13B/I, 55-58. Recuperado de:
http://libero.ipp.mpg.de/libero/PDF/EPS_16_Vol1_1989.pdf
- [162] Zurro, B., Vega, J., Aragón, F., Burgos, C., Pacios, L. *et al.*, (1992). Studies of impurity confinement injected by Laser blow-off in the TJ-I Tokamak. 19th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Innsbruck, Austria. Europhysics Conference Abstracts 16C (Part I), I-299-I-302 [577].
- [163] Zurro, B. y García-Castañer, B., (1994). A VUV filter spectrometer with spatial resolution and its plasma diagnostic capabilities. *Rev. Sci. Instrum.* 65, [2580].
<https://doi.org/10.1063/1.1144654>
- [164] Zurro, B., Rodríguez-Rodrigo, L., Castejón, F. y el equipo del TJ-II, (1994). Is the isotope effect a consequence of magnetic transport? 21th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Heating, Montpellier, Francia. 18B/I, 162-165.
- [165] Zurro, B., Ochando, M. A., Baciero, A., Fernández, A., Cappa, Á. *et al.*, (2004). Impurity transport and confinement in the TJ-II stellarator, 20th IAEA Fusion Energy Conference, Vilamoura, Portugal. Recuperado de:
https://www.researchgate.net/publication/267850312_EXP632_Impurity_transport_and_confinement_in_the_TJ-II_Stellarator
- [166] Seguin, F. H., Petrasso, R. y Marmor, E. S., (1983). Effects of Internal Disruptions on Impurity Transport in Tokamaks. *Phys. Rev. Lett.* 51, [455].
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.51.455>
- [167] Fussmann, G., (1985). Analytical Modelling of Impurity Transport in Toroidal Devices. *Nucl. Fusion* 26, [983]. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/26/8/001>
- [168] Leung, W. K., Rowan, W. L., Wiley, J. C., Bravenec, R. V., Gentle, K. W., *et al.*, (1986). Interpretation of Impurity Confinement Time Measurements in Tokamaks, *Plasma Phys. Control. Fusion* 28, [1753] <https://doi.org/10.1088/0741-3335/28/12A/002>
- [169] Behringer, K. (1987). Description of the impurity transport code 'STRAHL'. Commission of the European Communities, Abingdon (Reino Unido). JET Joint Undertaking Report JET-R 87, [08].

- [170] Baciero, A. y el grupo de espectroscopia del TJ-II, (2008). Wdecay program [software].
- [171] Zoletnik, S., Bakos, J. S., Bürger, G., Ignácz, P. N., Kardon, B. *et al.*, (1993). Transport Studies of Impurities Using Micro-Pellet Injection, Workshop on the Use of Atomic Beams in Plasma Experiments, Report KFKI-1993-19/D, Budapest, Hungría. Recuperado de: https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/25/048/25048551.pdf#page=87
- [172] Suckewer, S., Cecchi, J., Cohen, S., Fonk, R. y Hinnov, E., (1980). Tracer element injection into PDX Tokamak. *Phys. Lett.* 80A, [259].
Recuperado de: <https://www.osti.gov/servlets/purl/6998535>
- [173] Baciero, A., Zurro, B., McCarthy, K. J., Burgos, C y Tribaldos, V. (2001). A multi-channel spectroscopic system for measuring impurity ion temperatures and poloidal rotation velocities in TJ-II. *Rev. Sci. Instrum.* 72, [971].
<https://doi.org/10.1063/1.1326008>
- [174] NIST Atomic database: <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database>
- [175] Courreges-Lacoste, G. B., Schaarsberg, J. G., Sprik, R. y Delward, S. (2003). Modeling of Spectralon diffusers for radiometric calibration in remote sensing, *Opt. Eng.* 42, [3600].
<https://doi.org/10.1117/1.1622961>
- [176] Reader, J., Sansonetti, C. J. y Bridges, J. M., (1996). Irradiances of spectral lines in mercury pencil lamps. *Appl. Opt.* 35, [78].
<https://www.osapublishing.org/ao/abstract.cfm?uri=ao-35-1-78>
- [177] Sansonetti, C. J., Salit, M. L. y Reader, J., (1996). Wavelengths of spectral lines in mercury pencil lamps. *Appl. Optics.* 35, [74]. <https://doi.org/10.1364/AO.35.000074>
- [178] Baciero, A. y el grupo de espectroscopia del TJ-II, (2008). Spectra [software].
- [179] Especificaciones técnicas: SpectraPro® Series Monochromators and Spectrographs, Princeton Instruments. New Jersey, (EE. UU.). Recuperado de :
https://www.princetoninstruments.com/userfiles/files/assetLibrary/Datasheets/Princeton_Instruments_SpectraPro-Series-P1-4-11-17.pdf
- [180] Especificaciones técnicas: Spectral Calibration Lamp, MODEL: 6034-6053. Spectral calibration set, Newport, California, (EE. UU.). Recuperado de :
https://www.newport.com/medias/sys_master/images/h55/hfd/8797293281310/Typical-Spectra-of-Spectral-Calib-Lamps.pdf
- [181] Especificaciones técnicas: Compact Head-on PMT Photosensor Modules H7826 Series, Hamamatsu, Japón. Recuperado de:
<http://pdf.datasheetcatalog.com/datasheet/hamamatsu/H7826P.pdf>
- [182] Baciero, A. y el grupo de espectroscopia del TJ-II, (2018). Dayspecs/Impurities

[software].

[183] ADAS Atomic Database <http://open.adas.ac.uk/>

[184] Kaye, S. M., Abrams, T., Ahn, J. W., Allain, J. P., Andre, R. *et al.*, (2015). An overview of recent physics results from NSTX. *Nucl. Fusion*, 55, [104002].

<https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/10/104002>

[185] Mansfield, D. K., Johnson, D. W., Grek, B., Kugel, H. W., Bell, M. G. *et al.*, (2001). Observations concerning the injection of a lithium aerosol into the edge of TFTR discharges. *Nucl. Fusion* 41, [12]. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/41/12/310>

[186] Kato, T., Masai, M. y Arnaud, M., (1991). Comparison of Ionization Rate Coefficients of Ions from Hydrogen through Nickel, NIFS-DATA publications, NIFS_DATA-14. <https://www.nifs.ac.jp/report/nifsdata.html>

[187] Katsumata, I. y Okazaki, M., (1967). Ion Sensitive Probe-A New Diagnostic Method for Plasma in Magnetic Fields. *Jpn. J. Appl. Phys.* 6, [123]. <https://doi.org/10.1143/JJAP.6.123>

[188] Pitts, R. A. y Chavan, R., (2003). Retarding field energy analyzer for the JET plasma boundary. *Rev. Sci. Instrum.* 74, [4644]. <https://doi.org/10.1063/1.1619554>

[189] Zurro, B., Hollmann, E. M., Baciero, A., Ochando, M. A., Medina, F. *et al.*, (2014). Studying the impurity charge and main ion mass dependence of impurity confinement in ECR-heated TJ-II stellarator, *Plasma Phys. Control. Fusion* 56, [124007].

<https://doi.org/10.1088/0741-3335/56/12/124007>

[190] Atzeni, S. y Meyer-ter-Vehn, J. The Physics of Inertial Fusion: Beam Plasma Interaction, Hydrodynamics, Hot Dense Matter, *International Series of Monographs on Physics* 125, Oxford University Press, 2004. ISBN 0198562640, 9780198562641.

[191] Zurro, B., McCarthy, K. J., Vega, J. y Baciero, A., (1998). On the Interpretation of Laser Ablation Data in Fusion Plasmas, 25th Conf. Control. Fusion and Plasma Phys., Praga, República Checa. F092PR, [1670]. Recuperado de:

http://epsppd.epfl.ch/Praha/WEB/98ICPP_W/F092PR.PDF

[192] Ochando, M. A., Mirones, E., Rueda, C. y Rodríguez, P., (1998). Bolometry systems for the TJ-II flexible heliac, *Rev. Sci. Instrum.* 70, [384]. <https://doi.org/10.1063/1.1149327>

[193] Baciero, A. y el grupo de espectroscopia del TJ-II, (2008). Uistahl [software].

[194] García-Regaña, J. M., Beidler, C. D., Kleiber, R., Helander, P., Mollen, A. *et al.*, (2017). Electrostatic potential variation on the flux surface and its impact on impurity transport. *Nucl. Fusion* 57, [056004]. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa5fd5>

[195] de la Cal, E., Martín, A., Carralero, D., de Pablos, J. L., Pedrosa, M. A. *et al.*, (2013).

- Dust observation with a visible fast camera in the TJ-II stellarator. *Plasma Phys. Control. Fusion* 55, [065001]. <http://dx.doi.org/10.1088/0741-3335/55/6/065001>
- [196] de la Cal, E., Guasp, J., Salas, A., Reiter, D., Börner, P. *et al.*, (2008). Spatially resolved H_α -emission simulation with EIRENE in TJ-II to study hydrogen atomic and molecular physics in low density, high temperature fusion edge plasmas. *Nucl. Fusion* 48, [95005]. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/48/9/095005>
- [197] de la Cal, E., Carralero, D., de Pablos, J. L., Alonso, A., Ríos, L. *et al.*, (2010). The Visible Intensified Cameras for Plasma Imaging in the TJ-II Stellarator. *Contrib. Plasma Phys.* 51, [74]. <https://doi.org/10.1002/ctpp.201000039>
- [198] Carralero, D., de la Cal, E., de Pablos, J. L., de Coninck, Alonso, J. A. *et al.*, (2009). Turbulence studies by fast camera imaging experiments in the TJ-II stellarator. *J. Nucl. Mater.* 390, [457]. <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2009.01.140>
- [199] Grenfell, G., van Milligen, B. Ph., Losada, U., Cappa, Á., Estrada, T. *et al.*, (2019). The influence of edge sheared radial electric fields on edge-SOL coupling in the TJ-II stellarator. 46th EPS Conference on Plasma Physics. Milán, Italia. P5.1052. Recuperado de: <http://ocs.ciemat.es/EPS2019ABS/pdf/P5.1052.pdf>
- [200] Hidalgo, A., Tabarés, F. L. y D. Tafalla, (2006). Testing of the collisional-radiative model by laser-induced perturbation of a supersonic He beam in TJ-II plasmas. *Plasma Phys. Control. Fusion* 48, [527]. <http://dx.doi.org/10.1088/0741-3335/48/5/003>
- [201] Calderón, E., Hidalgo, C., Pedrosa, M. A. y Silva, C., (2004). On the Influence of Probe Presheath on the Measurement of Fluctuation and $E \times B$ Turbulent Transport by Langmuir Probes, *Contrib. Plasma Phys.* 44, [700]. <https://doi.org/10.1002/ctpp.200410104>
- [202] Morita, S. y Baldzuhn, J., (1994) Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, Alemania, IPP Report No. III/199.
- [203] Galante, M. E., Reusch, L. M., Den Hartog, D. J., Franz P., Johnson, J. R. *et al.*, (2015). Determination of Z_{eff} by Integrating Measurements from X-ray Tomography and Charge Exchange Recombination Spectroscopy, *Nucl. Fusion* 55, [123016]. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/12/123016>
- [204] Eriksson, J., Hellesen, C., Conroy, S., Ericsson, G., Hjalmarsson, A. *et al.*, (2013). Deuterium Beam Ion Diffusion in JET H-mode Plasmas Studied with TRANSP Modeling and Neutron Diagnostics, 13th IAEA Technical Meeting on Energetic Particles in Magnetic Confinement Systems, Beijing, China. Recuperado de: <http://www.euro-fusionscipub.org/wp-content/uploads/2014/11/EFDP13042.pdf>

- [205] Patel, A., Carolan, P. G., Conway, N. J. y Akers, R. J., (2004). Z_{eff} profile measurements from bremsstrahlung imaging in the MAST spherical tokamak. *Rev. Sci. Instrum.* 75, [4944]. <https://doi.org/10.1063/1.1808915>
- [206] Chen, Y., Wu, Z., Gao, W., Zhang, L. y Zha. W., (2013). Z_{eff} first measurements in EAST with a multi-channel visible bremsstrahlung new system. *Fusion Eng. Desig.* 88, [2825]. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2013.05.003>
- [207] Wu, Z. W., Li, J., Wan, B. N., Zhang, X. D., Gao, X. *et al.*, (2007). Reduced effective ionic charge and enhanced plasma performance in the HT-7 tokamak. *J. Nucl. Mater.* 363-365 [1380]. <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2007.01.258>
- [208] Rathgeber, S. K., Fischer, R., Fietz, S., Hobirk, J., Kallenbach, A. *et al.*, (2010). Estimation of profiles of the effective ion charge at ASDEX Upgrade with Integrated Data Analysis, *Plasma Phys. Control. Fusion* 52, [9]. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/52/9/095008>
- [209] Meister, H., Fischer, Horton, R. L. D., Maggi, C. F., Nishijima, D. *et al.*, (2004). Z_{eff} from spectroscopic bremsstrahlung measurements at ASDEX Upgrade and JET, *Rev. Sci. Instrum.* 75, [4097]. <https://doi.org/10.1063/1.1787167>
- [210] Baião, D., Medina, F., Ochando, M. A., Varandas, C., Molinero, A., *et al.*, (2010). Implementation of multifilter based twin-prototypes for core electron temperature measurements in the TJ-II stellarator. *Rev. Sci. Instrum.* 81, [10D711]. <https://doi.org/10.1063/1.3478561>
- [211] Krychowiak, M., Dodt, D., Dreier, H., König, R. y Wolf, R., (2008). Development of a virtual Z_{eff} diagnostic for the W7-X stellarator. *Rev. Sci. Instrum.* 79, [10F512]. <https://doi.org/10.1063/1.2956826>
- [212] Fujiwara, M., Yamada, H., Ejiri, A., Emoto, M., Funaba, H. *et al.*, (2001). Overview of LHD experiments. *Nucl. Fusion* 41, [10]. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/41/10/305>
- [213] Wolf, R. C., Ali, A., Alonso, A., Baldzuhn, J., Beidler, C. *et al.*, (2017). Major results from the first plasma campaign of the Wendelstein 7-X stellarator. *Nucl. Fusion* 57, [102020]. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa770d>
- [214] Castejón, F., Tribaldos, V., García-Cortés, I., de la Luna, E., Herránz, J. *et al.*, (2002). Enhanced heat confinement in the flexible heliac TJ-II. *Nucl. Fusion* 42, [3]. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/42/3/307>
- [215] Estrada, T., Sánchez, E., García-Regaña, J. M., Ascasíbar, E., Cappa. Á. *et al.*, (2018). Turbulence and radial electric field asymmetries measured by Doppler reflectometry at the TJ-II plasmas. 27th IAEA Fusion Energy Conference, Gandhinagar, India. EX/P1-9

<http://hdl.handle.net/21.11116/0000-0002-6FC>

[216] CHIANTI: An Atomic Database for Spectroscopic Diagnostics of Astrophysical Plasmas.

<http://www.chiantidatabase.org/>

[217] Ramsey, A. T. y Turner, S. L. (1987). HAIFA: A modular, fiber-optic coupled, spectroscopic diagnostic for plasmas. *Rev. Sci. Instrum.* 58, [1211].

<https://doi.org/10.1063/1.1139441>

[218] Weisen, H., Pasini, D., Weller, A., y Edwards, A. W., (1991). Measurement of light impurity densities and Z_{eff} in JET using X-ray tomography. *Rev. Sci. Instrum.* 62, [15311].

<https://doi.org/10.1063/1.1142482>

[219] ITER Physics Expert Group on Diagnostics and ITER Physics Basis Editors, (1999). Measurement of plasma parameters. *Nucl. Fusion* 39, [2541].

<https://doi.org/10.1088/0029-5515/39/12/307>

[220] Marmar, E. S., Boivin, R. L., Granetz, R. S., Hughes, J. W., Lipschultz, B. *et al.*, (2001). High resolution visible continuum imaging diagnostic on the Alcator C-Mod tokamak. *Rev. Sci. Instrum.* 72, [940]. <https://doi.org/10.1063/1.1323245>

[221] Baciero, A. y el grupo de espectroscopia del TJ-II, (2008). Scanner [software].

[222] Fisher, R., Manson, K. M., Dose, V. y von der Linden, W., (2000). Background estimation in experimental spectra. *Phys. Rev. E* 61, [1152]. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.61.1152>

[223] López- Miranda, B., Baciero, A., Zurro, B. y el equipo del TJ-II (2016). Investigation of Z_{eff} profiles from visible bremsstrahlung in TJ-II plasma scenarios and its correlation with impurity transport behaviour deduced by laser blow-off, *Proceedings 43rd European Physical Society Conference on Plasma Physics*, Leuven, Bélgica. P1.003. Recuperado de:

<http://ocs.ciemat.es/EPS2016PAP/pdf/P1.003.pdf>

[224] Connor, J. W. y Hastie, R. J., (1975). Relativistic limitations on runaway electrons. *Nucl. Fusion* 15, [415]. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/15/3/007>

[225] Medina F., comunicación privada.

[226] Mankelevich, Y. A., Olevanov, M. A., Pal', A. F., Rakhimova, T. V., Serov, A. O. *et al.* (2009). Coagulation of dust grains in the plasma of an RF discharge in argon. *Plasma Phys. Rep.* 35, [191].

<https://doi.org/10.1134/S1063780X09030027>

[227] Sirven, J. B., (2006). Detection of heavy metals in soils by laser-induced breakdown spectroscopy (LIBS); Detection de métaux lourds dans les sols par spectroscopie d'émission sur

- plasma induit par laser (LIBS). (Tesis doctoral Universidad de Burdeos, 1, Francia). Recuperada de: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00122546/document>
- [228] Voronov, G. S., Berezhetskii, M. S., Bondar, Yu. F., Vafin, I. Y., Vasil'kov, D. G. *et al.*, (2013). Testing of the Method for Water Microleakage Detection from OH Hydroxyl Spectral Lines at the L-2M Stellarator. *Plasma Phys. Rep.* 39, [277].
<https://doi.org/10.1134/S1063780X13040090>
- [229] Castell, R., Iglesias, E. J. y Ruiz-Camacho, J., (2004). Glow discharge plasma properties of gases of environmental interest. *Braz. J. Phys.* 34, [4b].
<http://dx.doi.org/10.1590/S0103-97332004000800040>
- [230] Alegre, D., (2015). Use of nitrogen compounds for tritium retention and tungsten sputtering control in nuclear fusion. (Tesis doctoral, Universidad Rey Juan Carlos, Madrid, España. Recuperada de: <http://www-fusion.ciemat.es/PhDThesis/Alegre.pdf>
- [231] Oyarzábal, E., Martín-Rojo, A. B., Tabarés, F. L., (2015). Laboratory experiments of uptake and release of hydrogen isotopes in liquid lithium, *J. Nucl. Mater.* 463, [1173].
<https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2014.10.088>
- [232] Bacierno, A., Zurro, B. y Martínez-Fuentes, M. A., (2014). An instrumental and numerical method to determine the hydrogenic ratio in isotopic experiments in the TJ-II stellarator. *Rev. Sci. Instrum.* 85, [11E405]. <https://doi.org/10.1063/1.4886417>
- [233] Maggi, C. F., Weisen, H., Hillesheim, J. C., Chankin, A., Delabie, E. *et al.*, (2017). Isotope effects on L-H threshold and confinement in tokamak plasmas. *Plasma Phys. Control. Fusion* 60, [1].
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/aa9901>
- [234] Martínez-Fuentes, M. (2017). Análisis de iones supratérmicos en el TJ-II con una sonda luminiscente e investigación de sus mejoras instrumentales y métodos físicos (tesis doctoral). Universidad Carlos III de Madrid. Madrid.
<https://e-archivo.uc3m.es/handle/10016/26563>
- [235] Guasp, J., (1976). Elementos de teoría cinética de plasmas. Junta de Energía Nuclear, JEN 317. Recuperado de:
https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/07/269/7269712.pdf
- [236] Tanabe, T., (2014) Review of hydrogen retention in tungsten. *Phys. Scr.* 159, [014044].
<https://doi.org/10.1088/0031-8949/2014/T159/014044>
- [237] Maddaluno, G., Almagro, S., Caneve, L., Colao, F., Lazic, V. *et al.*, (2019). Detection by LIBS of the deuterium retained in the FTU toroidal limiter, *Nucl. Mat. Energy* 18, [218].
<https://doi.org/10.1016/j.nme.2018.12.029>

- [238] Tafalla, D. y Tabarés, F. L., (2002). First Boronization at the TJ-II stellarator. *Vacuum* 67, [393]. [https://doi.org/10.1016/S0042-207X\(02\)00211-7](https://doi.org/10.1016/S0042-207X(02)00211-7)
- [239] Tabarés, F.L., Tafalla D., de la Cal, E., Brañas, B. y el equipo del TJ-II, (1999). Plasma-wall interaction in the Spanish stellarator TJ-II. Diagnostics and first results, *J. Nucl. Mater.* 266-269, [1273]. [https://doi.org/10.1016/S0022-3115\(98\)00861-7](https://doi.org/10.1016/S0022-3115(98)00861-7)
- [240] Nemes, L., Keszler, A., Parigger, C., Hornkohl, J., Michelsen, H. *et al.*, (2006). Spontaneous emission from the C-3 radical in carbon plasma. *J. Mol. Des.* 5, [150]. <https://doi.org/10.1364/AO.46.004032>
- [241] Oura, K., Katayama, M., Zotov, A. V., Lifshits, V. G., Saranin, A. A., *et al.*, (2003). *Elementary Processes at surfaces II. Surface Diffusion*. En: *Surface Science* [325-356]. Advanced Texts in Physics. Springer, Heidelberg, Berlín, Alemania. ISBN: 978-3-642-05606-2. https://doi.org/10.1007/978-3-662-05179-5_13
- [242] Oyarzábal, E., comunicación privada.
- [243] Tognoni, E., Cristoferetti, G., Legnaioli, S., Palleschi, V., Salvetti, A. *et al.*, (2007). A numerical study of expected accuracy and precision in Calibration-Free Laser-Induced Breakdown Spectroscopy in the assumption of ideal analytical plasma. *Spectrochim. Acta Part B* 62, [1287] <https://doi.org/10.1016/j.sab.2007.10.005>
- [244] Suchonova, M., Veis, P., Karhunen, J., Paris, P., Pribula, M. *et al.*, (2017). Determination of deuterium depth profiles in fusion-relevant wall materials by nanosecond LIBS. *Nucl. Mater. Energy* 12, [611]. <https://doi.org/10.1016/j.nme.2017.05.013>
- [245] Tognoni, E., Cristoforetti, G., Legnaioli, S. y Palleschi, V., (2010). Calibration-Free Laser-Induced Breakdown Spectroscopy: State of the art. *Spectrochim. Acta Part B* 65, [1]. <https://doi.org/10.1016/j.sab.2009.11.006>
- [246] Griem, H.R. (1974). Spectral Line Broadening. Plasmas. Academic Press, Nueva York, EE. UU. <https://griem.obspm.fr/>
- [247] Suchonova, M., Kristof, J., Pribula, M., Veis, M., Tabarés, F. L. *et al.*, (2017). Analysis of LiSn Alloy at several depths using LIBS. *Fusion Eng. Design* 117, [175]. <http://dx.doi.org/10.1016/j.fusengdes.2016.08.010>
- [248] Konjevic, N., Lesage, A., Fuhr, J. R. y Wiese, W. L., (2002). Experimental Stark Widths and Shifts for Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms. A Critical Review of Selected Data for the Period 1989 Through 2000. *J. Phys. Chem. Ref. Data* 31, [N2]. <https://doi.org/10.1063/1.1486456>

- [249] Ciucci, A., Corsi, M., Palleschi, V., Rastelli, S., Salvetti, A., *et al.*, (1999). New procedure for quantitative elemental analysis by laser-induced plasma spectroscopy, *Appl. Spectrosc.* 53, [960]. <https://doi.org/10.1366/0003702991947612>
- [250] Lochte-Holtgreven, W., (1995). Plasma Diagnostics. American Vacuum Society Classics, American Institute of Physics, Nueva York, EE. UU. ISBN 1-56396-388-4
- [251] The Atomic Line List V2.05B21 en: <https://www.pa.uky.edu/~peter/newpage/>
- [252] McWhirter, R. W. P., en: Eds. R.H. Huddleston, S.L. Leonard, Self-Absorption Effects on Electron Temperature-Measurements Utilizing Laser Induced Breakdown Spectroscopy (LIBS)-Techniques. *Plasma Diagnostic Techniques*, Academic Press, New York, 1965, pp. 201–264.
- [253] Panadero, N. McCarthy, K. J., Koechl, F., Baldzuhn, J., Velasco, J. L., Combs, S. K. *et al.*, (2018). Experimental studies and simulations of hydrogen pellet ablation in the stellarator TJ-II, *Nucl. Fusion*, 58, [026025]. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa9f8a>
- [254] Nedzelskiy, I. S., Silva, C., Fernández, H. e Hidalgo, C. (2009). Retarding field energy analyzers for ion temperature measurements in the boundary plasmas of the tokamak Istok and the TJ-II stellarator, *Probl. Atom. Sci. Tech.* 1, [174]. Recuperado de: https://vant.kipt.kharkov.ua/ARTICLE/VANT_2009_1/article_2009_1_174.pdf
- [255] López-Fraguas, A., comunicación privada.
- [256] Maaßberg, H., Burhenn, R., Gasparino, U., Kühner, G. y Ringler, H., (1993). Experimental and neoclassical electron heat transport in the Imfp regime for the stellarators W7-A, L-2, and W7-AS, *Phys. Fluids B: Plasmas Phys.* 5, [3627]. <https://doi.org/10.1063/1.860835>
- [257] Maaßberg, H., Beidler, C. D. y Simmet, E. E. (1999). Density control problems in large stellarators with neoclassical transport, *Plasma Phys. Control. Fusion* 41, [1135]. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/41/9/306>
- [258] Estrada, T. comunicación privada.
- [259] Velasco, J. L., Alonso, J. A., Calvo, I., Arévalo, J., Sánchez, E. *et al.*, (2013). Damping of radial electric field fluctuations in the TJ-II stellarator. *Plasma Phys. Control. Fusion* 55, [124044]. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/55/12/124044>
- [260] Carmona, J. M., McCarthy, K. J., Tribaldos, V. y Ochando, M. A. (2008). A systematic study of impurity ion poloidal rotation and temperature profiles using CXRS in the TJ-II stellarator. *Plasma Fusion Res.* 3 [S1044].
- [261] Nedzelskiy, I. S., comunicación privada.

- [262] Davidson, P. A. (2001) An introduction to magnetohydrodynamic, Cambridge Texts in Applied Mathematics, Cambridge University Press, ISBN 0521794870.
<https://doi.org/10.1080/03091920108203730>
- [263] López-Bruna D., (2000). Formación de barreras de transporte en dispositivos de fusión por confinamiento magnético, Tesis doctoral, Universidad de Zaragoza. Recuperado de:
http://www-fusion.ciemat.es/PhDThesis/Lopez_Bruna.pdf
- [264] Han, M. K., Wang, Z. X., Dong, J. Q. y Du, H. (2017). Multiple ion temperature gradient driven modes in transport barriers, *Nucl. Fusion* 57, [046019]. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa5d02>
- [265] Zielinski, J., Smolyakov, A. I., Beyer, P. y Benkadda, S., (2017). Electromagnetic electron temperature gradient driven instability in toroidal plasmas, *Phys. Plasmas* 24, [024501]. <https://doi.org/10.1063/1.4975189>
- [266] Faber, B. J., Pueschel, M. J., Proll, J. H. E., Xanthopoulos, P., Terry, P. W. *et al.*, (2015). Gyrokinetic studies of trapped electron mode turbulence in the Helically Symmetric experiment stellarator, *Phys. Plasmas* 22, [072305]. <https://doi.org/10.1063/1.49265100>
- [267] Grierson, B. A., Burrell, K. H., Nazikian, R. M., Solomon, W. M., Garofalo, A. M. *et al.*, (2015). Impurity confinement and transport in high confinement regimes without edge localized modes on DIII-D, *Phys. Plasmas* 22, [055901]. <https://doi.org/10.1063/1.4918359>
- [268] Osakabe, M., Takahashi, H., Nagaoka, K., Murakami, S., Yamada, I. *et al.*, (2014). Impact of carbon impurities on the confinement of high-ion-temperature discharges in the Large Helical Device. *Plasma Phys. Control. Fusion* 56, [9].
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/56/9/095011>
- [269] Helander, P., Newton, S. L., Mollén, A. y Smith, H. M., (2017). Impurity transport in a mixed-collisionality stellarator plasma, *Phys. Rev. Lett.* 118, [15].
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118/155002>
- [270] Dux, R., Giroud, C., Neu, R., Peeters, A. G., Stober, J. *et al.*, (2003). Accumulation of impurities in advanced scenarios, *J. Nucl. Mater.* 313-316, [1150].
[https://doi.org/10.1016/S0022-3115\(02\)01508-8](https://doi.org/10.1016/S0022-3115(02)01508-8)
- [271] Zhang, Y. P., Mazon, D., Zou, X. L., Zhong, W. L., Gao, J. M. *et al.*, (2018). *Nucl. Fusion*, 58, [046018]. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aae81>
- [272] Velasco, J. L., (2018). Impurity transport modelling. Overview in the *Wendelstein 7-X OPI.2b Program Workshop*, Greifswald, Alemania. Recuperado de:
<http://fusionsites.ciemat.es/jlvelasco/files/presentations/velasco2018OPI2.pdf>

- [273] Velasco, J. L., Calvo, I., Satake, S., Alonso, A., Nunami, M. *et al.*, (2017). Moderation of neoclassical impurity accumulation in high temperature plasmas of helical devices, *Nucl. Fusion*, 57, [016016]. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/57/1/016016>
- [274] McCormick, K., Grigull, P., Burhenn, R., Brakel, R., Ehmler, H. *et al.*, (2002). New Advanced Operational Regime on the W7-AS Stellarator, *Phys. Rev. Lett.* 89, [015001]. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.015001>
- [275] Sokolov, V. y Sen, A. K., (2003). Experimental investigation of isotope scaling of anomalous ion thermal transport, *Phys. Plasma* 10, [3174]. <https://doi.org/10.1063/1.1592801>
- [276] Tamura, N., Hayashi, H., Combs, S. K., Foust, C., García, R. *et al.*, (2016). Tracer-Encapsulated Solid Pellet (TESPEL) Injection System for the TJ-II stellarator, *Rev. Sci. Instrum.* 87, [11D619]. <https://doi.org/10.1063/1.4962303>
- [277] Morita, S., Sakamoto, R., Chowdhuri, M. B., Goto, M., Ida, K. *et al.*, (2008). Systematic study of impurity pellet injection with Z=6-74 for improvement of plasma performance in LHD. *Plasma Phys. Rep.* 32, [363]. <https://doi.org/10.1134/S1063780X06050023>
- [278] Bakntiari, M., Olynyk, G., Granetz, R., Whyte, D. G., Reinke, M. L. *et al.*, (2011). Using mixed gases for massive gas injection disruption mitigation on Alcator C-Mod, *Nucl. Fusion*, 51, [063007]. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/51/6/063007>
- [279] Zurro, B., Ochando, M. A., Baciero, A., Dux, R., Fernández, A. *et al.*, (2004). Probing the influence of the power deposition profile on impurity transport by injecting silicon into the TJ-II stellarator, 31st EPS conference on plasma physics, London, ECA Vol. 28G, p-4, [169]. Recuperado de: http://epsppd.epfl.ch/London/pdf/P4_169.pdf
- [280] Morita, S., Goto, M., Muto, S., Katai, R., Yamazaki, H. *et al.*, (2006). Spectroscopic Studies on Impurity Transport of Core and Edge Plasmas in LHD, *Plasma Sci. Technol.* 8, [55]. <https://doi.org/10.1088/1009-0630/8/1/133>
- [281] Nozato, H., Morita, S., Goto, M., Takase, Y., Ejiri, A. *et al.*, (2006). A dependence of carbon impurity transport coefficients on fuel ions in hydrogen and helium plasmas of Large Helical Device, *Phys. Plasmas* 13, [092502]. <https://doi.org/10.1063/1.23377900>
- [282] Nakamura, Y., Takeiri, Y., Kumazawa, R., Osakabe, M., Seki, T. *et al.*, (2003). Plasma performance and impurity behaviour in long pulse discharges on LHD, *Nucl. Fusion* 43, [219]. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/43/4/301>
- [283] Burhenn, R., Baldzuhn, J., Beidler, C., Brakel, R., Ehmler, H. *et al.*, (2006). Transport of Impurity Ions in the Wendelstein 7-AS Stellarator Plasma, AIP Conference Proceedings 812, [19]. <https://doi.org/10.1063/1.2168793>
- [284] Burhenn, R., Baldzuhn, J., Brakel, R., Ehmler, H., Giannone, L. *et al.*, (2004). Impurity

- Transport Studies in the Wendelstein 7-AS Stellarator, *Fusion Sci. Technol.* 46, [115].
<https://doi.org/10.13182/FST04-A5477>
- [285] Ascasíbar E., Estrada, T., Castejón, F., López-Fraguas, A., Pastor, I. *et al.*, (2005). Magnetic configuration and plasma parameter dependence of the energy confinement time in ECR heated plasmas from the TJ-II stellarator, *Nucl. Fusion.* 45, [276].
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/45/4/009>
- [286] Ida, K., Burhenn, R., McCormick, K., Pasch, E., Yamada, H. *et al.*, (2003). Impurity transport model for the normal confinement and high density H-mode discharges in Wendelstein 7-AS, *Plasma Phys. Control. Fusion* 45, [1931].
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/45/10/006>
- [287] McCarthy, K. J., Tamura, N., Combs, S. K., Panadero, N., Ascasíbar, E. *et al.*, (2017). Comparison of cryogenic (hydrogen) and TESPEL (polystyrene) pellet particle deposition in a magnetically confined plasma, *EPL* 120, [25001]. <https://doi.org/10.1209/0295-5075/120/25001>
- [288] Ochando, M. A., comunicación privada.
- [289] Regaña, J.M., comunicación privada.
- [290] Calvo, I., Parra, F. L., Velasco, J. L., Alonso, J. A. y García-Regaña, J. M., (2018). Stellarator impurity flux driven by electric fields tangent to magnetic surfaces, *Nucl. Fusion*, 58, [124005]. <https://doi.org/10.1088/1741-4312/aae8a1>
<https://doi.org/10.13182/FST06-A1252>
- [291] Henderson, S. S., Garzotti, I., Casson, F. J., Dickinson, D., O'Mullane, M. *et al.* (2015). Charge dependence of neoclassical and turbulent transport of light impurities on MAST, *Plasma Phys. Control. Fusion* 57, [095001]. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/57/9/095001>
- [292] Dux, R., Peeters, A. G., Guda, A., Kallenbach, A., Neu, R. *et al* (1999). Z dependence of the core impurity transport in ASDEX Upgrade H mode discharges, *Nucl. Fusion* 39, [1509].
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/39/11/302>
- [293] Giroud, C., Barnsley, R., Buratti, P., Coffey, I. H., von Hellermann C. *et al.*, (2007). Method for experimental determination of Z dependence of impurity transport on JET, *Nucl. Fusion* 47, [313]. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/47/4/010>
- [294] Nozato, H., Morita, S., Goto, M., Takase, Y., Ejiri, A. *et al.*, (2004). A study of impurity transport in hydrogen and helium plasmas on LHD. *31st EPS Conference on Plasma Phys.* Londres, ECA 28G, P5.102. Recuperado de:
<http://citeseerx.ist.psu.edu/viewdoc/download?doi=10.1.1.512.6502&rep=rep1&type=pdf>

- [295] Ascasíbar, E., Stroth, U., López-Fraguas, A., Estrada, T., Castejón, F. *et al.* 13th International Stellarator Workshop PI-1 (2002). Recuperado de:
https://www.researchgate.net/profile/Jesus_Romero4/publication/238113127_Parametric_scaling_studies_of_the_energy_confinement_time_for_ECR_heated_TJ-II_plasmas/links/02e7e522dbe3d2c881000000/Parametric-scaling-studies-of-the-energy-confinement-time-for-ECR-heated-TJ-II-plasmas.pdf
- [296] Yamada, H., Harris, J. H., Dinklage, A., Ascasíbar, E., Sano, S. *et al.*, (2005). Characterization of energy confinement in net-current free plasmas using the extended International Stellarator Database, *Nucl. Fusion* 42, [12]. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/45/12/024>
- [297] Scavino, E., Bakos, J. S., Weisen, H. *et al.* (2004). Effects of ECRH power and safety factor on laser blow-off injected impurity confinement in TCV, *Plasma Phys. Contr. Fusion* 46, [857]. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/46/5/008>
- [298] García-Muñoz, M., Sharapov, S. E., Ascasíbar, E., Cappa, Á., Chen, L. *et al.*, (2018). 45th European Plasma Society Conference on Plasma Physics, Praga. I5.013. Recuperado de: <http://ocs.ciemat.es/EPS2018ABS/pdf/I5.013.pdf>
- [299] Drabinskiy, M., comunicación privada.
- [300] Pedrosa, M. A., Hidalgo, C., Silva, C., Carreras, B. A., Carralero, D. *et al.*, (2010). Long-Range Correlations During Plasma Transitions in the TJ-II Stellarator. *Contrib. Plasma Phys.*, 50, [507]. <https://doi.org/10.1002/ctpp.200900015>
- [301] Losada, U., Alonso, A., van Milligen, B. Ph., Hidalgo, C., Liu, B. *et al.*, (2016). Influence of long-scale length radial electric field components on zonal flow-like structures in the TJ-II stellarator. *Plasma Phys. Control. Fusion* 58, [084005]. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/58/8/084005>
- [302] Gatuza E. y Churazov E. (2017). IONeq: An X-ray absorption model including ionization equilibrium conditions, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 474, [696].